

Dr.-Ing. HELLMUT WERRMANN

621.396.674.1/2

Über die Grundlagen der Bemessung von Richtfunksystemen*)

1. Einleitung

Bereits vor mehr als 60 Jahren zeigte H. Hertz in seinen berühmten Experimenten, daß elektromagnetische Wellen sich im freien Raum ausbreiten. Ein langer Weg war jedoch zurückzulegen, bis sie ihre heutige große Bedeutung als Mittel zur Übertragung von Nachrichten erlangen konnten. Da Erzeugung und Empfang elektromagnetischer Wellen an bestimmte technische Voraussetzungen gebunden sind, hat der rasche Fortschritt erst während der letzten 10 Jahre eingesetzt. Entsprechend diesen Voraussetzungen verwendeten die ersten kommerziellen Einrichtungen sehr lange Wellen, also relativ niedrige Frequenzen, und mit fortschreitender Entwicklung sind wir in den letzten Jahren schließlich bei extrem hohen Frequenzen angelangt, bei denen die Ausbreitung im freien Raum im Gegensatz zu den tieferen Frequenzen schon durch Absorptionerscheinungen erheblich behindert wird. Hier ist dem Marsch der Frequenzen im freien Raum eine Grenze gesetzt:

2. Frequenzbereich der elektromagnetischen Wellen

Tab. 1 verdeutlicht, in welchem Bereich des technisch verwerteten Spektrums der elektromagnetischen Wellen sich die Richtfunktechnik bewegt. Das gesamte Spektrum erstreckt sich über etwa 20 Zehnerpotenzen. Für die Funktechnik sind von Interesse der Bereich von etwa $10^4 \dots 10^{10}$ Hz und hiervon für die Richtfunktechnik $10^7 \dots 10^{10}$ Hz. Diese Einschränkung ist daraus zu erklären, daß die Strahlung nur dann merklich gerichtet werden kann, wenn die strahlende Fläche größer ist als die zu bündelnde Wellenlänge. Lange Wellen zu bündeln wird also sehr kostspielig.

3. Grundsätzlicher Aufbau eines Richtfunksystems

Den grundsätzlichen Aufbau eines Richtfunksystems zeigt Abb. 1. Die dem Sender S in der natürlichen Frequenzlage zugeführte Nachricht wird in einem Modulator M einem Träger T aufgedrückt und dann als moduliertes Signal über die Sendeantenne F₁

*) Auszug aus dem Vortrag „Richtfunkverbindungen der neuzeitlichen Nachrichtentechnik“, ETV Berlin, VDE Hamburg, VDE Kiel, Wien.

in der Hochfrequenzlage H im Raum übertragen. Der Empfang geschieht über die Empfangsantenne F_2 des Empfängers E. Dann wird die Nachricht durch den Demodulator D aus dem hochfrequenten Signal wiedergewonnen und in der natürlichen Lage abgegeben. Für Gegenverkehr wird ein gleiches System etwas abweichender Frequenz und umgekehrter Richtung mit dem ersten kombiniert. Schaltet man über Simultanweichen zusammen, dann kann man sogar die gleichen Antennen verwenden. Die Technik hat nun einen Stand erreicht, der es gestattet, solche Systeme mit großer Sicherheit zu entwerfen und zu berechnen. Die Grundlagen hierfür sind unter Verzicht auf Unwesentliches im nachfolgenden zusammengestellt.

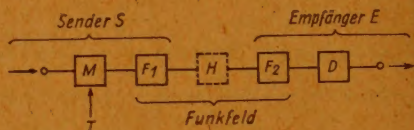


Abb. 1. Schema eines Funksystems

4. Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen

a) Ausbreitung im freien Raum

Bei der Betrachtung der z. T. recht komplizierten Ausbreitungsvorgänge ist es zweckmäßig, zunächst von idealisierten Voraussetzungen auszugehen, da dann die Gesetze am einfachsten sind, und sich dann erst schrittweise den praktischen Bedingungen zu nähern.

Man muß zum Zwecke der Vorausberechnung von der Ausbreitung wissen: Welcher Anteil der vom Sender ausgestrahlten Energie gelangt zum Empfänger? Anzustreben ist, daß dieser Energieanteil recht groß wird. Da nur ein bestimmter Anteil empfangen wird, die ausgestrahlte Leistung also auf einen Bruchteil gedämpft am Empfänger erscheint, ist es zweckmäßig, sich des in der Fernmeldetechnik üblichen Begriffes der Dämpfung zu bedienen. Sie ist definitionsgemäß

$$b = \log \frac{N_1}{N_2}, \quad (1)$$

wenn man mit N_1 die vom Sender an die Antenne abgegebene und mit N_2 die vom Empfänger aus der Antenne aufgenommene Leistung bezeichnet. Negative Dämpfungen sind als Verstärkungen zu werten. Die Einheit der Dämpfung ist das Bel, gebräuchlicher jedoch ein Zehntel dieser Einheit, das Dezibel, abgekürzt db. Man erhält also aus Gl. (1) die Dämpfungswerte in db, wenn man die Gleichung mit 10 multipliziert. Bildet man das Verhältnis von z. B. Spannungen, so muß sinngemäß der log mit 20 multipliziert werden.

Betrachtet man als Sender einen Kugelstrahler, so wird ein Empfänger im Abstand d von diesem Strahler bei geradliniger Ausbreitung, also im freien, homogenen Raum, über die Empfangsantenne F_2 so viel Energie aufnehmen, als eine Kugel mit dem Radius d anteilig von der wirksamen Fläche F_2 dieser Antenne bedeckt ist. Bei einer Richtverbindung wird man die Strahlung des Senders auf den Empfänger richten, indem man eine einseitig strahlende, bündelnde Antenne verwendet. Ersetzt man den Kugelstrahler durch eine solche Richtantenne, der man die gleiche Leistung wie dem Kugelstrahler zuführt, und bezeichnet man die Zunahme der Leistungsdichte in Haupt-

Tabelle 1. Frequenzspektrum der elektromagnetischen Wellen

Be- reich	Mitten- frequenz Hz	Allgemeine Bezeichnungen	Metrische Wellenbezeichnungen		
20	10^{20}	hart	X-Strahlen		
19	10^{19}	Ultraviolett			
18	10^{18}				
17	10^{17}				
16	10^{16}				
15	10^{15}	weich	Licht		
14	10^{14}	Sichtbar			
13	10^{13}				
12	10^{12}				
11	10^{11}				
10	10^{10}	Ultrarot	0,01 m	Richt- funk- technik	
9	10^9	Mikrowellen	0,1 m cm-Wellen		
8	10^8	Ultrakurzwellen	1 m dm- ..		
7	10^7		Kurzwellen		10 m m- ..
6	10^6		Mittelwellen		100 m Dm- ..
5	10^5		Langwellen		
4	10^4				
3	10^3				
2	10^2				
1	10^1				

Bereich n hat die Mittenfrequenz 10^n Hz und erstreckt sich von $\approx (10^n : 3)$ Hz bis $\approx (10^n \times 3)$ Hz

Bereich n hat die Mittenfrequenz 10^n Hz und erstreckt sich von $\approx (10^n : 3)$ Hz bis $\approx (10^n \times 3)$ Hz

strahlrichtung als Antennengewinn G_K , so erhält man

$$\frac{G_K \cdot N_1}{N_2} = \frac{4 \pi d^2}{F_2} \quad (2)$$

Dieser Gewinn G_K ist abhängig von der Fläche F_1 der Sendeantenne und beträgt, bezogen auf einen Kugelstrahler, maximal bei praktisch ausgeführten Richtantennen

$$G_K = 4 \pi \frac{F_1}{\lambda^2} \quad (3)$$

Um z. B. einen zehnfachen Gewinn zu erhalten, wird man die Antennenfläche etwa gleich dem Quadrat der Wellenlänge machen müssen. Man sieht, daß dies mit vernünftigen Abmessungen erst von einer Wellenlänge ab 10 m oder weniger möglich ist, so daß diese wie die dm- und cm-Wellen die bevorzugten Wellenbereiche der neuzeitlichen Richtfunktechnik sind. Aus (1), (2) und (3) erhält man für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im freien Raum

$$b = 20 \log \frac{\lambda \cdot d}{\sqrt{F_1 \cdot F_2}} \text{ [db]} \quad (4)$$

Die Dämpfung wächst also mit der Wellenlänge und dem Abstand zwischen Sender und Empfänger an und nimmt mit der Antennenfläche ab. Führt man den Gewinn gegenüber einem Dipol ein

$$G = \frac{2}{3} \cdot G_K = \frac{8\pi}{3} \frac{F}{\lambda^2}, \quad (5)$$

so erhält man

$$b = 20 \log \frac{8\pi d}{3\lambda} - 20 \log \sqrt{G_1} - 20 \log \sqrt{G_2} [\text{db}] \quad (6)$$

Die Streckendämpfung eines Funkfeldes, gerechnet vom Fußpunkt der Sende- bis zum Fußpunkt der Empfangsantenne (Abb. 1), erhält man also bei der Ausbreitung im freien Raum (1. Fresnelzone frei, s. Abschnitt 4b), wenn man vom ersten Summanden die Antennengewinne (s. Abschnitt 5) in Abzug bringt.

b) Einfluß der Bodennähe

Als nächster Schritt sei nun der Einfluß der Bodennähe betrachtet, den man nicht immer vernachlässigen kann. In diesem Falle gelangt die abgestrahlte Energie außer auf direktem Wege auch in merklicher Größe auf einem zweiten Wege durch Reflexion

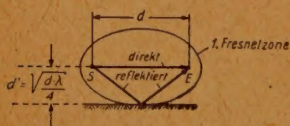
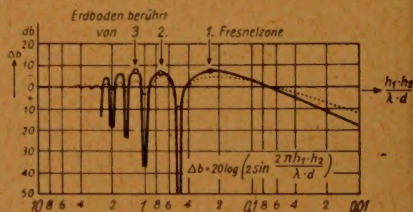


Abb. 2. Änderung der Streckendämpfung bei Abnahme der Antennenhöhe



am Erdboden ans Ziel. Die Auswirkungen treten dann besonders deutlich in Erscheinung, wenn die Reflexion eine vollständige ist, also bei flachem Einfallswinkel und relativ glatter Bodenbeschaffenheit. „Relativ glatt“ bedeutet, daß die Bodenrauigkeit klein ist im Vergleich zur Wellenlänge. Normales Flachlandgelände kann man z. B. für die Bereiche der m- und dm-Wellenbereiche als einigermaßen glatt und für die cm-Wellen als rau annehmen [1], während eine ruhige Wasseroberfläche auch für die cm-Wellen als glatt gilt. Da bei der Reflexion die Phase um π springt, erhält man bei Phasenunterschieden der beiden Wellenzüge von geradzahligem Vielfachen von π Auslöschungen. Die Rechnung ergibt für diese Dämpfungsschwankungen

$$b = 20 \log 2 \sin \frac{2\pi h_1 \cdot h_2}{\lambda \cdot d} \text{ db} \quad (7)$$

Bei zunehmender Verringerung der Senderhöhe h_1 und der Empfängerhöhe h_2 , die für die freie Ausbreitung als sehr groß anzunehmen sind, beginnt also die Dämpfung der Funkstrecke in Abhängigkeit von der Höhe periodisch zu schwanken, wie es in Abb. 2 dargestellt ist. Man hat es hier mit den gleichen Interferenz-Erscheinungen zu tun, wie sie aus der Optik bekannt sind, wo man durch diese Interferenzen die sogenannten „Fresnelzonen“ erhält. Nähert man sich dem Boden immer weiter, so erhält man ein

letztes Mal ein Maximum, sobald die 1. Fresnelzone die Erde berührt. Bei dieser ist die Phasenverschiebung zwischen direktem und reflektiertem Strahl π . Tritt nun bei weiterer Abstandsverkleinerung die reflektierende Schicht in die 1. Fresnelzone ein, dann nimmt die Dämpfung wieder zu, erreicht den Wert der normalen Ausbreitung im freien Raum und steigt dann monoton an. Hieraus leitet man die Bemessungsvorschrift ab, daß mindestens die 1. Fresnelzone von Hindernissen freibleiben sollte, um den theoretisch möglichen Kleinstwert der Dämpfung zu erhalten. Kann man den Abstand größer wählen, so muß darauf geachtet werden, daß man nicht gerade in ein Interferenzminimum gerät. Praktisch sind diese Minima meist nicht so ausgeprägt wegen der mehr oder weniger diffusen Reflexion (gestrichelte Kurve in Abb. 2). Im Bereich der cm-Wellen wird man die 1. Fresnelzone meist freihalten können. Im Bereich der dm- und m-Wellen wird sie aber schließlich so dick, daß dies meist nicht mehr möglich ist. Für die kleine Halbachse der 1. Fresnelzone gilt die Beziehung

$$d' = \sqrt{d \cdot \lambda / 4}. \quad (8)$$

Die Reflexionstheorie verliert ihre Gültigkeit, sobald der direkte Strahl die Erde streift, denn dann würde Δb unendlich groß im Gegensatz zur praktischen Erfahrung. Man muß dann in der Berechnung anders vorgehen, und zwar zweckmäßig den umgekehrten Weg, nämlich unmittelbar von der Erdoberfläche aus.

c) Ausbreitung über Sichtgrenze

Die Theorie, die die Ausbreitung in unmittelbarer Nähe der Erdoberfläche exakt beschreibt, aufgestellt 1937 von van der Pol und Bremmer [2], führt zu recht komplizierten mathematischen Ausdrücken, die unmittelbar nicht leicht zu deuten sind. Man erhält jedenfalls aus dieser Theorie für die Streckendämpfung einen Ausdruck aus drei Summanden

$$b = b_0 - b_{H1} - b_{H2}, \quad (9)$$

wobei der Antennengewinn wieder zu 0 angenommen sei.

Der erste Summand entspricht der Dämpfung der Bodenwelle. Sender und Empfänger stehen dabei also unmittelbar auf dem Erdboden. Diese Dämpfungen sind recht erheblich, wie die Kurven in Abb. 3 zeigen. Sie gelten für Erdreich mit mittleren elektrischen Eigenschaften. Über See sind die Dämpfungen etwas kleiner, wie Abb. 4 zeigt.

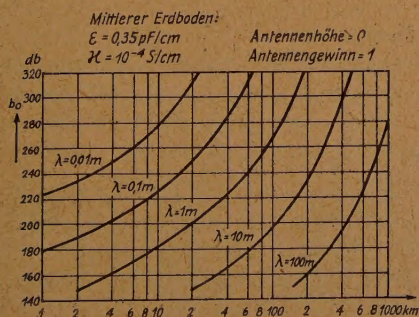
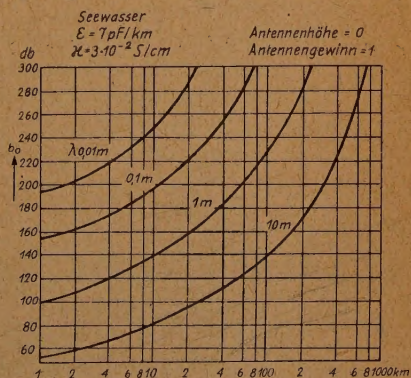


Abb. 3. Streckendämpfung b_0 bei Ausbreitung unmittelbar über Erde. Abb. 4 (rechts). Desgl. über See



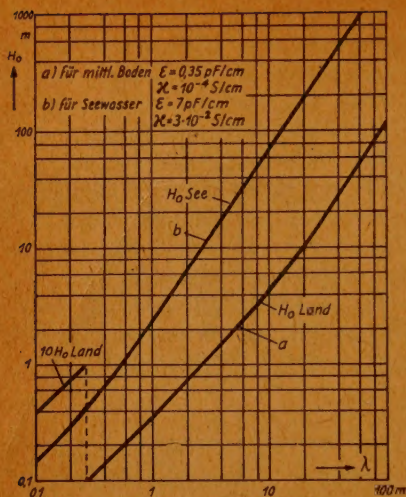
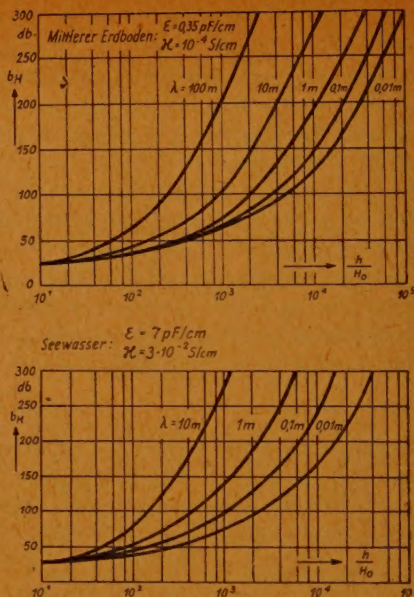


Abb. 5. Kritische Antennenhöhe H_0 als Funktion von λ . Abb. 6 u. 7 (rechts). Höhenfaktor b_H hinter der optischen Sicht über Erdboden und über See



Besonders die höherfrequenten Bänder der dm- und cm-Wellen können bei größeren Entfernungen unmittelbar über dem Erdboden nur schlecht verwendet werden. Erhöht man nun die Aufstellungsorte, so nimmt die Streckendämpfung von einer bestimmten kritischen Antennenhöhe H_0 ab. Man wird bei der Aufstellung von Sender und Empfänger stets versuchen, mindestens die kritische Antennenhöhe zu erreichen, womit dann die beiden weiteren Summanden der Gl. (9), die für die Erdwelle 0 sind, endliche positive Werte annehmen und damit die Streckendämpfung insgesamt abnimmt. Die Werte für die kritische Antennenhöhe in Abhängigkeit von der Wellenlänge können aus Abb. 5 entnommen werden. Der Zusammenhang zwischen dem Höhenfaktor b_H und dem Verhältnis $\frac{h}{H_0}$ ist in den Abb. 6 und 7 dargestellt, die einem in nächster Zeit

erscheinenden Buch von Zuhrt [3] entnommen sind.

Die Dämpfungswerte von Gleichung (9) gelten nur hinter der Sichtgrenze und, wie erwähnt, für den Antennengewinn 1. Höhere Antennengewinne sind gemäß folgender Gleichung

$$b_t = b_0 - b_{H1} - b_{H2} - 20 \log \sqrt{G_1} - 20 \log \sqrt{G_2} \quad [\text{db}] \quad (10)$$

in Abzug zu bringen. Aus den Kurven der Abb. 6 und 7 ersieht man, daß eine Erhöhung des Aufstellungsortes die Dämpfung rasch abnehmen läßt, und man kommt schließlich in den Bereich der freien Sicht, wo die zuerst betrachtete Reflexionstheorie gilt. Die Grenze für unmittelbare Sicht zwischen Sender und Empfänger bei kugelförmiger Erdoberfläche ist gegeben durch

$$d = 3,6 (\sqrt{h_1/m} + \sqrt{h_2/m}) \text{ km} \quad (11)$$

d) Einfluß von Hindernissen

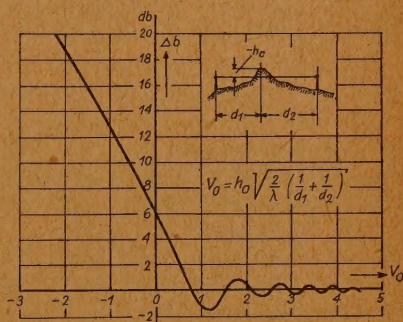
Die nächste Einschränkung, die nun fallen soll, ist die Annahme, daß die Erdoberfläche praktisch kugelförmig sei. Man wird in der Wirklichkeit ja meist mit hügeligem Gelände rechnen müssen, so daß in die Sichtlinie u. U. Hindernisse hineinragen. An solchen Hindernissen tritt nun eine Beugung der Strahlung auf, wobei wieder ähnlich wie bei der Reflexion Interferenzerscheinungen entstehen. Man wird also wieder über der Höhe mit periodischen Schwankungen der Streckendämpfung bei abnehmender Höhe von Sender und Empfänger rechnen müssen, wenn der direkte Strahl sich einer solchen Kante nähert. Wenn die Kante dann in die direkte Sicht hineinragt, wird die Streckendämpfung monoton zunehmen. Man kann die Zusatzdämpfung Δb in Abhängigkeit von

$$v_0 = h_0 \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right)} \quad (12)$$

aus Bild 8 entnehmen.

Damit liegen fast alle Unterlagen vor, nach denen man die Funkfelddämpfung berechnen kann. Als nächster Schritt sei die stets gemachte Voraussetzung einer homogenen Atmosphäre fallengelassen.

Abb. 8. Änderung der Streckendämpfung durch Hindernisse



e) Einfluß der Brechung

Normalerweise sind Luftdruck, Feuchtigkeit und Temperatur höhenabhängig in der Weise, daß die Dielektrizitätskonstante mit zunehmender Höhe kleiner wird. Da nun die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \cdot \mu}} \quad (13)$$

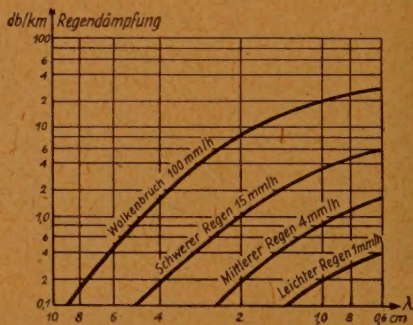
ist, nimmt v mit abnehmendem ϵ zu, d. h. der Strahl wird zur Erdoberfläche hin gebrochen. Er reicht also über den Horizont hinaus. Bei der Planung von Richtfunkstrecken sollte man aber mit dieser Verringerung der Streckendämpfung durch Brechung, die man im Geländeschnitt durch einen Erdradius von $\frac{4}{3}$ mal dem wirklichen Erdradius berücksichtigen kann, nicht mit Sicherheit rechnen, da bei Störung dieses Gradienten der Dielektrizitätskonstanten auch der Brechungseffekt gestört wird. Dieser zeitlich schwankende Brechungseffekt kann wiederum zu erheblichen Schwankungen der Streckendämpfung führen. So kann z. B. durch Grenzschichtbildungen der Strahl von der Erde weg gekrümmt werden, so daß ein starker Schwund eintritt. Für die Größe und Wahrscheinlichkeit solcher Schwundseinbrüche liegt umfangreiches statistisches Material vor. Es muß bei der Planung von Richtfunkstrecken mit berücksichtigt werden, um ausreichende Reserven vorzusehen für einen sicheren Betrieb. Um eine Vorstellung von der Größenordnung der Schwunderscheinungen zu geben:

Je nach Strecke und Welle muß man für 1% der Übertragungszeit mit Einbrüchen von 10...30 db rechnen.

f) Einfluß der Absorption

Im Bereich der cm-Wellen ist noch mit dem Absorptionsschwund zu rechnen, dessen Vorhandensein bereits angedeutet wurde. Während unter normalen Witterungsbedingungen der Verlust an elektromagnetischer Energie bei der Ausbreitung durch Umsetzen in Wärme vernachlässigbar ist, nimmt er bei Wellenlängen unter 5 cm bei Regen schon größere Werte an, die man im Gegensatz zur Ausbreitung im freien Raum, ähnlich wie bei der Ausbreitung über Leitungen, in kilometrischen Werten angeben kann. Wie Abb. 9 zeigt, dürfte demnach die unterste Grenze der Wellenlänge, die für Richtfunksysteme verwendet werden kann, bei etwa 3 cm liegen. Wenn es auch unwahrscheinlich ist, daß ein sehr starker Regen gleichzeitig auf einer größeren Strecke niedergeht, so sind die kilometrischen Dämpfungswerte schon so groß, daß eine pausenlos sichere Verbindung nicht mehr garantiert werden kann.

Abb. 9. Dämpfung der elektromagnetischen Wellen durch Regen



g) Einfluß der Ionosphäre

Alle Betrachtungen, die bisher zur Wellenausbreitung angestellt wurden, beziehen sich auf die Eigenschaften der Troposphäre, also einer Ausbreitungsregion bis zu etwa 10 km Höhe. Bei der Ausbreitung der längeren Wellen um 10^7 Hz, also zwischen 100 und 10 m, muß man aber noch die Einflüsse der Ionosphäre berücksichtigen. Hierunter versteht man ionisierte Schichten der Atmosphäre ab etwa 10 km Höhe, an denen die Wellen reflektiert werden, so daß man besonders bei mehrfach wiederholten Reflexionen zwischen Ionosphäre und Erde zu interkontinentalen Reichweiten kommt. Wellen dieses Bereiches kann man wegen ihrer extrem großen Reichweite auf der Erde immer nur einmal einsetzen. Beachtet man weiterhin, daß der Frequenzbereich der Bänder um $10^7 \dots 10^{10}$ Hz (s. Tab. 1) sich verhält wie etwa 1 : 10 : 100 : 1000, so ist leicht einzusehen, daß der Bereich um 10^7 Hz, also die Wellenlängen zwischen 100 und 10 m, nur eine relativ begrenzte Zahl von Systemen aufnehmen kann. In der Tat herrscht hier in diesem Bereich des nun schon fast als klassisch zu bezeichnenden Teiles der Richtfunktechnik (die Entwicklung kann seit etwa 10 Jahren als im wesentlichen abgeschlossen gelten) eine fühlbare Wellenverknappung. Die Richtfunkverbindungen der neuzeitlichen Nachrichtentechnik erstehen daher vorzugsweise dem Bereich von 10 m bis 3 cm.

Mit der Möglichkeit, die Streckendämpfung zu ermitteln, ist die erste Voraussetzung für die Vorausberechnung von Richtfunksystemen geschaffen, d. h. man kann damit die maßgebenden Eigenschaften des Hochfrequenzzweiges H, Abb. 1, vorausberechnen.

Wie bereits mehrfach betont wurde, ist der Gewinn der Antennen F_1 und F_2 zunächst gleich 0 gesetzt worden. In der Praxis wird man versuchen, ihn möglichst groß zu wählen, weil er die Funkfelddämpfung, gerechnet zwischen den Fußpunkten der Antennen, Abb. 1, herabsetzt und man somit die Empfangsenergie und die Reichweite vergrößern kann.

5. Antennengewinn und Öffnungswinkel

Der Antennengewinn steigt nach Gl. (3) und (5) mit dem Verhältnis aus wirksamer Fläche zum Quadrat der Wellenlänge. Bezeichnet man mit a die Kantenlänge einer Antenne mit quadratischer Öffnung und mit D einer solchen mit kreisförmiger Öffnung, so wird

$$G = \frac{8}{3} \pi \frac{F}{\lambda^2} = \frac{8}{3} \pi \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 = \frac{2}{3} \pi^2 \left(\frac{D}{\lambda} \right)^2 \quad (14)$$

Der Öffnungswinkel des Strahlers, bei dem die gebündelte Leistung auf die Hälfte abgesunken ist, beträgt z. B. bei quadratischer Öffnung

$$\Theta = \frac{51^\circ}{a/\lambda} \quad (15)$$

Trägt man den Gewinn für verschiedene Antennenflächen und Öffnungswinkel über der Wellenlänge auf, so erhält man bei Beschränkung auf eine größte Antennenfläche von 1000 m² und einen kleinsten Öffnungswinkel von 1,5° ein anschauliches Bild

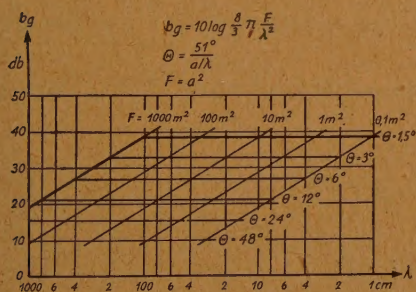


Abb. 10. Antennengewinn und Öffnungswinkel

für den Gewinn, den man praktisch wird erwarten können, Abb. 10. Er beträgt zwischen 3 und 100 cm max. etwa 40 db. Im m-Bereich ist der maximale Gewinn kleiner, wenn man die Antenne, wie vor- ausgesetzt, nicht über 1000 m² vergrößern will. Mit diesen Unterlagen für den Antennengewinn und den Ausbreitungswerten kann man nun berechnen, welcher Anteil der Sendeleistung, die dem Fußpunkt der Antenne F_1 , Abb. 1, zuführen wird, bis zum Fußpunkt der Empfangsantenne F_2 gelangt.

Es ist nun sehr erwünscht, daß die Empfangsenergie einen bestimmten Wert nicht unterschreitet, denn auf dem Übertragungsweg gelangen elektrische Störungen in das System, die die Übertragung beeinträchtigen können.

6. Natürliche Störungen und Fremdstörungen

Man muß zwischen zwei Gruppen von Störungen unterscheiden: den „natürlichen Störungen“ und den „Fremdstörungen“. Die natürlichen Störungen können innerer oder äußerer Natur, d. h. in der Natur der Geräte bzw. des Übertragungsweges begründet sein. Für die inneren Störungen gibt es eine untere physikalische Grenze, die bekannt ist als das sogenannte Wärmerauschen. Seine Leistung entspricht, bezogen auf 1 mW, bei einer Bandbreite von 1 kHz dem Pegel $p_0 = -143$ db.

Für ein Band von der Breite B_0 ist dann der Rauschpegel

$$P_r = P_0 + 10 \log \frac{B_0}{1 \text{ kHz}} \quad [\text{db}] \quad (16)$$

In der Funktechnik liegt das Rauschen über dem physikalischen Kleinstwert. Unterhalb 1 m liegt die Ursache im Rauschen der Eingangsschaltung, die aus Röhren oder Mischkristallen bestehen kann, oberhalb im Rauschen der kosmischen Strahlung. Der Verlauf des Rauschpegels für 1 kHz Bandbreite ist in Abb. 11 wiedergegeben. In der Nähe bewohnter Gebiete muß man nun damit rechnen, daß diesen natürlichen Störungen Fremdstörungen überlagert sind, z. B. durch die Störstrahlung von Zündkerzen, Diathermiegeräten u. dgl. Diese Fremdstörungen können erheblich größer sein als die natürlichen Störungen. Die obere Kurve in Abb. 11 gilt für die etwa zu erwartenden Größtwerte der Fremdstörungen.

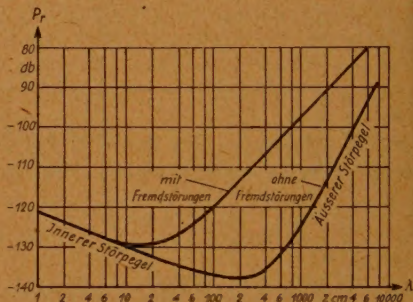


Abb. 11. Störpegel P_r für 1 kHz Bandbreite

Unter Verwendung dieser Störpegelkurven und der errechneten Funkfelddämpfungen kann man nun feststellen, wie groß der Abstand s zwischen Nutzleistung und Störleistung am Empfängereingang ist.

Um diesen Abstand in db zu erhalten, muß man die Nutzleistung N_1 ebenfalls in db ausdrücken gemäß der Beziehung

$$P_s = 10 \log \frac{N_1}{1 \text{ mW}} \quad [\text{db}] \quad (17)$$

Damit ergeben sich aus

$$s = P_s - b_f - P_r \quad (18)$$

die Störpegelabstände.

In den Anfangsjahren der Funktechnik war man überzeugt, daß es keine Mittel gebe, um die Störungen, waren sie erst einmal mit der Nachricht vermischt, wieder zu verringern, also die Nachricht zuzusagen von Störungen zu reinigen. Es galt die Ansicht, daß man das Störverhältnis

$$\rho = \frac{A_s}{A_0} \quad (19)$$

nur verringern könne, wenn man bei gegebener Störamplitude A_s die Trägeramplitude A_0 vergrößert. Größere Trägeramplitude bedeutet aber größere Leistung und damit erhöhte Kosten, ist also vom wirtschaftlichen Standpunkt aus unerwünscht. Die moderne Nachrichtentechnik hat jedoch Mittel geschaffen, die tatsächlich eine solche Reinigung gestatten. Sie bedienen sich besonderer Modulationsverfahren (s. z. B. [4]).

7. Modulationsverfahren und Geräuschbefeigung

Je nachdem, ob man als Träger kontinuierliche Schwingungen oder Impulsfolgen (Pulse) verwendet, spricht man von Schwingungsmodulation oder von Pulsmodulation. Mittels der bekanntgewordenen Modulationsverfahren kann man diesem Träger die Nachricht in verschiedener Weise aufdrücken.

Die Trägerschwingung sei im folgenden gekennzeichnet durch ihre Amplitude A , ihre Frequenz Ω und ihre Phase Φ .

a) Amplitudenmodulation

Das älteste Modulationsverfahren ist die *Amplitudenmodulation* mit übertragenem Träger, AM , bei der also die Amplitude A um ihren Ruhewert A_0 entsprechend der zu übertragenden Nachricht verändert wird, während Ω und Φ konstant bleiben. Es ergibt sich das bekannte Zeigerdiagramm der amplitudenmodulierten Schwingung, Abb. 12. Die Amplitude des Trägers schwankt in dem Bereich $A_0 \pm m \cdot A_0$. Überlagert man dem Träger eine Stör-Amplitude A_s , so erhält man eine Störmodulation nach Betrag und Phase, gemäß Abb. 13. Es läßt sich leicht zeigen, daß das Störverhältnis bei Amplitudenmodulation

$$\rho_{AM} = \frac{A_s}{m_a A_0} \quad (20)$$

ist, wobei A_s in einem bestimmten Zusammenhang mit der Art der Störung steht. Die Gleichung sagt aus, daß die Ansicht, man könne bei gegebener Rauschzahl das Störverhältnis ρ_{AM} nur durch Steigerung der Sendeleistung verringern, max. Modulationsgrad $m_a = 1$ vorausgesetzt, bei AM zu Recht besteht.

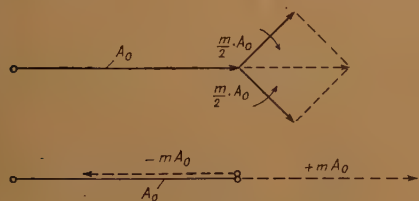


Abb. 12. Zeigerdiagramm der amplitudenmodulierten Schwingung

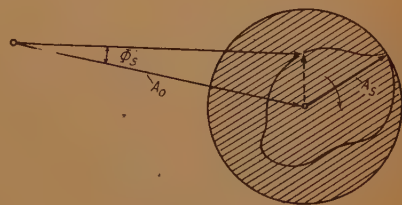


Abb. 13 (rechts oben). Zeigerdiagramm bei Überlagerung mit einer Störspannung A_s

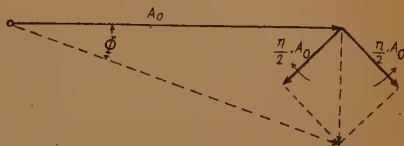


Abb. 14. Zeigerdiagramm der frequenzmodulierten Schwingung

b) Frequenzmodulation

Statt der Amplitudenmodulation kann man nun aber auch die Frequenz Ω oder die Phase Φ modulieren, womit man die in neuerer Zeit durch den UKW-Rundfunk sehr bekannt gewordene *Frequenzmodulation*, FM , erhält. Für die FM gilt in erster Nähe.

rung das Zeigerdiagramm der Abb. 14. Die Phase schwankt also um den Wert $\pm \Phi$. η ist der Modulationsindex der FM und beträgt

$$\eta = \frac{F}{B_0}, \quad (21)$$

wobei F der Frequenzhub und B_0 die höchste Modulationsfrequenz ist. Addiert man zu dem frequenzmodulierten Träger eine Störschwingung, so gilt wieder Abb. 13. Der Nutzphase Φ ist eine Störphase Φ_s überlagert. Für das Störverhältnis ergibt die Rechnung dann unter der Voraussetzung, daß alle Amplitudenschwankungen durch einen Amplitudenbegrenzer unterdrückt werden,

$$PFM = \frac{A_s}{\eta \cdot A_0}, \quad (22)$$

wobei A_s wieder aus den unregelmäßigen Störungen in besonderer Weise zu errechnen ist. Im Vergleich zum Störverhältnis der Amplitudenmodulation zeigt sich jetzt der grundsätzliche Unterschied. Man kann die Trägeramplitude A_0 und damit die Trägerleistung konstant lassen und trotzdem das Störverhältnis herabsetzen, wenn man nur den Index η erhöht. Im Gegensatz zur Amplitudenmodulation kann man bei der Frequenzmodulation den im Nenner stehenden Faktor von A_0 , Gl. (22), wesentlich größer als 1 machen, wenn man die Geräte entsprechend auslegt. Da die höchste Modulationsfrequenz B_0 festliegt, muß man den Hub F entsprechend vergrößern und damit die von der hochfrequenten Übertragung beanspruchte Bandbreite B . Ein Index von $\eta = 10$ z. B. bedeutet, daß der Trägerzeiger durch die Frequenzvariation während jeder Periode der Niederfrequenz um die Ruhelage um fast $\pm 600^\circ$ pendelt, während der Störeinfluß, solange $A_s < A_0$ bleibt, eine Störpendelung von höchstens $\pm 90^\circ$ hervorrufen kann. In praktischen Fällen ist A_s wesentlich kleiner als A_0 und damit diese Pendelung ebenfalls wesentlich kleiner. Interesseshalber sei erwähnt, daß für $A_s > A_0$ die Pendelung, wie man sich leicht aus dem Zeigerdiagramm, Abb. 14, klar machen kann, zerstört wird und die Übertragung praktisch zusammenbricht.

Die verlangten breiteren Übertragungsbänder stehen vor allem in den Bereichen um $10^8 \dots 10^{10}$ Hz zur Verfügung, so daß hier das Hauptanwendungsgebiet der FM liegt. Da die Amplituden-Variation nicht zur Übertragung verwendet wird, kann weiterhin die durch Nutz- wie Störmodulation erzeugte Amplitudenschwankung, welche die besprochene Störminderung nicht voll zur Wirkung kommen läßt, durch einen Begrenzer unterdrückt werden. Das störungsmindernde Verfahren der FM hat also zwei charakteristische Eigenschaften: 1. Die Modulation liegt in der Phase oder Frequenz, also in der Dimension der Zeit, nicht der Amplitude, 2. Die Variation der Amplitude kann durch ein Amplitudenfilter unterdrückt werden. Es ist eine wichtige Erkenntnis, daß allen störungsmindernden Modulationsverfahren diese Eigenschaften gemeinsam sind.

c) Pulsphasenmodulation

Verwendet man als Träger Impulsfolgen, d. h. Pulse, so kann man also keine Störfreieung erwarten, wenn man die Impulse in der Amplitude moduliert. Variiert man dagegen ihre Breite oder ihre Phase und begrenzt man die Amplitude, so erhält man ein solches störungsminderndes Modulationsverfahren. Es läßt sich zeigen, daß man

eine Nachricht getreu übertragen kann, wenn man sie mit einer Pulsfrequenz abtastet, die gleich dem Doppelten der höchsten in der Nachricht enthaltenen Frequenz ist. Das z. Z. gebräuchlichste dieser Impulsverfahren ist die *Pulsphasenmodulation*, PPM. Tastet bei diesem Verfahren der Impuls eine positive Amplitude ab, so eilt er aus der zeitlichen Normallage entsprechend der Amplitude z. B. zeitlich vor, bei negativer Amplitude nach. Die zeitliche Abweichung z. B. der vorderen Impulskante von der Ruhelage ist also Träger der Nachricht. Tritt in die hochfrequente Impulsfolge eine Geräuschstörung ein, so wird ihr Einfluß auf die zeitliche Verschiebung der vorderen

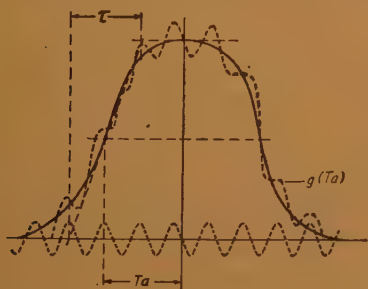


Abb. 15. Empfangsimpuls mit überlagerter Störspannung

Flanke um so geringer sein, je steiler diese Flanke ist, Abb. 15. Bezeichnet man mit m_p den Modulationsgrad, mit T_0 den Impulsabstand und mit $g'(T_a)$ die Steilheit der Flanke, so erhält man für das Störverhältnis

$$\rho_{PPM} = \frac{A_s}{m_p \cdot T_0 \cdot g'(T_a)} \quad (23)$$

m_p und T_0 sind in ihren größten Werten durch die höchste Modulationsfrequenz festgelegt. $g'(T_a)$, die Flankensteilheit, kann dagegen theoretisch beliebig groß gemacht werden und damit das Störverhältnis beliebig klein. Hierbei muß man aber berücksichtigen, daß ein Impuls mit der Einschwingzeit τ (Abb. 15) in der Gleichstromlage eine Bandbreite

$$B_g = \frac{1}{2\tau} \quad (24)$$

beansprucht, daß also eine versteilerte Flanke einen entsprechend vergrößerten hochfrequenten Übertragungsbereich beansprucht.

d) Zur Informationstheorie

In dieser eigenartigen Verknüpfung von Bandbreite und Geräuschabstand ist eine Gesetzmäßigkeit enthalten, die in neuerer Zeit unter der Bezeichnung „Informationstheorie“ in der Nachrichtentechnik bekanntgeworden ist. Als seinen Begründer kann man wohl Shannon [5] bezeichnen, die Grundideen gehen auf Hartley, 1928 [6], zurück. Der zweite Lehrsatz dieser Theorie lautet für Werte von $\rho \ll 1$:

$$C = 2 B \log_2 \frac{1}{\rho} \quad (25)$$

Diese Beziehung sagt aus, daß die Kapazität C eines Nachrichtenkanals, von Bandbreite B und Störverhältnis ρ dargestellt abhängt, daß Bandbreite und Störverhältnis gegeneinander tauschbar sind. Unter der Kapazität C ist diejenige Anzahl von Stromschritten (jede Nachrichtenmenge kann man in Stromschritten messen) in der Zeiteinheit zu verstehen, die man in der Bandbreite B bei dem vorhandenen Geräusch-/Signal-Verhältnis ρ noch gerade mit beliebig geringer Fehlerzahl übertragen kann.

Verfahren, die streng das Gesetz (25) erfüllen, sind noch nicht bekannt. Die betrachtete FM und PPM ist noch recht weit von diesem theoretisch möglichen Grenzfall entfernt, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird.

e) Begriff der Geräuschbefreiung

Für die rechnerische Einführung der störungsmindernden Wirkung dieser Modulationsverfahren in unsere Planungsüberlegungen verwenden wir zweckmäßig den Begriff des Geräuschgewinns

$$g = 10 \log \frac{S_n/N_n}{S_h/N_h} \text{ [db]}, \quad (26)$$

worin bedeuten: S_n/N_n das Signal-Geräuschleistungsverhältnis nach der Demodulation auf der Niederfrequenzseite, S_h/N_h dieses Verhältnis auf der Hochfrequenzseite des Empfängers. Nach Rechnungen von Mayer/Hölzler [7] erhält man für FM und PPM die Kurven der Abb. 16 aufgetragen in Abhängigkeit von B/B_0 . Hierin bedeutet B_0 die Bandbreite der Nachricht und B die des Signals, in dem unterwegs die Nachricht versteckt ist. Wir sehen, daß die theoretisch mögliche Kurve, errechnet für einen Störabstand von 40 db, mit den Verfahren der FM und PPM leider noch nicht erreicht wird. Die Frage des Bedarfs an hochfrequentem Übertragungsband muß nun noch von einem anderen Gesichtspunkt aus betrachtet werden, nämlich von der Mehrfachausnutzung und dem nicht-linearen Nebensprechen aus.

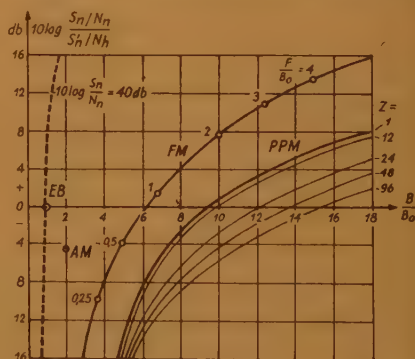


Abb. 16. Gewinn an Geräuschabstand g und aufgewendete Bandbreite B

8. Mehrfachausnutzung und Probleme des Nebensprechens

Wie in der Leitungstechnik lassen sich nämlich auch in der Funktechnik die Übertragungswege mehrfach ausnutzen und dadurch wirtschaftlicher gestalten. Je nach der vorliegenden Aufgabe kann man diese Bündelung verschiedenartig durchführen. Wird z. B. gefordert, eine große Zahl von Sprechkanälen zu übertragen, so wird man sie frequenzmäßig nach dem in der Trägerstromtechnik üblichen Verfahren bündeln und dann als Ganzes übertragen. Für die Modulation eignet sich dann besonders das Verfahren der FM. Dieses Vorgehen wird vorzugsweise auch da angezeigt sein, wo eine solche frequenzmäßige Bündelung schon vorliegt, wo also Trägerfrequenzleitungen und Funkstrecken unmittelbar auseinander zu schalten sind. In diesem Falle spart man dann an den Schaltestellen besondere Einrichtungen zur Bündelung und Trennung der Kanäle. Bei geringerer Kanalzahl und auch besonders dann, wenn man diese Kanäle unmittelbar an den Enden der Funkstrecke einzeln zur Verfügung haben will, ist eine Pulsübertragung mit zeitlicher Bündelung vorteilhaft. Man kann nämlich die den einzelnen Kanälen entsprechenden Pulsfolgen zeitlich ineinanderschachteln

und mit einfachen Zeitfiltern wieder trennen. Hinzu kommen noch manch andere Vorteile, wie z. B. sehr einfache Gleichstromruf- und Wählverfahren und eine leichte Abzweigbarkeit von Gesprächen unterwegs.

Bei der Mehrfachausnutzung tritt nun als neue Erscheinung ein unerwünschtes Nebensprechen zwischen den gemeinsam übertragenen Kanälen auf. Auf dieses Problem stieß man erstmalig in der Drahtnachrichtentechnik bei der trägerfrequenten Zusammenfassung mehrerer Kanäle. Da in diesen Systemen aus Gründen der Frequenzersparnis die Nachricht in der Dimension der Amplitude übertragen wird, ergibt ein nicht-lineares Verhalten der Amplitude Anlaß zu diesem Nebensprechen. Die physikalische Ursache sei für die AM erläutert, um den Weg für das Verständnis für die entsprechenden Vorgänge bei der FM zu ebnen.

a) Amplitudenmodulation

Nimmt man eine Kennlinie nach Abb. 17 an, so sieht man, daß ein sinusförmiges Signal S_1 bei gekrümmter Amplituden-Kennlinie am Ausgang ein verzerrtes Signal S_2 erzeugt. Dieses kann man sich in der vorliegenden Form zusammengesetzt denken aus einem sinusförmigen Signal der gleichen Frequenz und aus einem zweiten der dreifachen Frequenz. Wird also in diesem System im Abstand der dreifachen Frequenz ein weiteres Signal übertragen, so wird dieses vom ersten gestört. Abhilfe ergibt eine Linearisierung der Amplituden-Kennlinie. Das wirksamste Verfahren ist die negative Rückkopplung.

Bei der FM und PPM wird, wie bereits mehrfach erwähnt, die Nachricht in der Dimension der Zeit übertragen und die Amplitude auf einen konstanten Wert begrenzt. Hierin liegt eine große Überlegenheit dieser Verfahren gegenüber der AM. Da es noch nicht gelungen ist, den Amplitudengang der Senderendstufen bei den hohen Frequenzen und Leistungen der Funktechnik genügend linear zu gestalten, scheidet die AM für die Übertragung hoher Kanalzahlen z. Z. noch aus. Ohne Zweifel wären die großen Kanalzahlen sehr erwünscht, dort wo die Frequenznot zu äußerster Sparsamkeit im Frequenz-

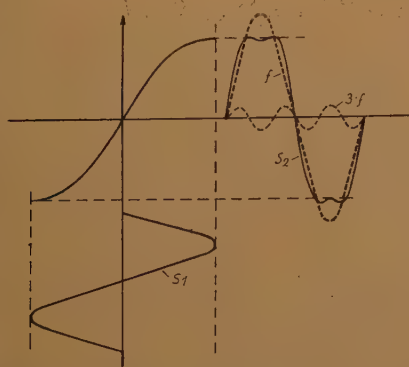


Abb. 17. Übertragung über eine gekrümmte Amplitudenkennlinie

verbrauch zwingt, wie z. B. im Bereich der langen m-Wellen. Die Verfahren mit Zeitmodulation scheiden übrigens noch aus einem anderen Grunde als der Frequenznot für die Übertragung mit langen m-Wellen aus: sie sind sehr empfindlich gegenüber einer „mehrwegigen“ Übertragung. Diese bei Reflexion an der Ionosphäre auftretende Mehrwegigkeit und dabei zeitliche Verschiebung von Komponenten der übertragenen Energie ist bei den Verfahren, die in der Dimension der Zeit übertragen, sehr störend. Solche Laufzeitverzerrungen müssen natürlich auch in den Übertragungsgeräten selbst klein gehalten werden.

b) Frequenzmodulation

Zur Verdeutlichung, wie sich diese bei der FM auswirken, sei die Übertragung einer frequenzmodulierten Schwingung über eine gekrümmte Phasenkennlinie betrachtet, die ähnlich wie die gekrümmte Amplitudenkennlinie von Abb. 17 verläuft (Abb. 18a). Es sei angenommen, daß die modulierte Hochfrequenz vom Mittelwert ω_0 sich langsam sinusförmig während einer Periode der Niederfrequenz über ω_1 , ω_2 wieder nach ω_0 verändere. Dabei wird die Hochfrequenz bei den größten Frequenzauslenkungen um

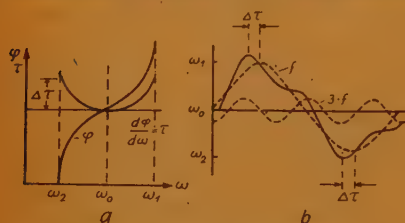


Abb. 18. Übertragung über eine gekrümmte Phasenkennlinie

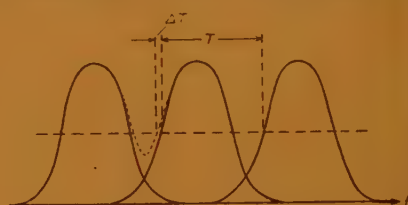


Abb. 19. Entstehung des Nebensprechens durch Impulsüberschneidung

die Laufzeit $\Delta\tau$ zurückbleiben. Nach der Demodulation erscheint die Sinusform der Niederfrequenz nach Abb. 18b verzerrt. Eine Analyse ergibt wieder, daß im wesentlichen eine 3. Harmonische entstanden ist, die übrigens gegen die bei der Amplitudenmodulation durch statische Verzerrung erzeugte (Abb. 17) um 90° phasenverschoben ist. Diese Betrachtungsart gilt zwar nur für sehr niedrige Modulationsfrequenzen streng, verdeutlicht aber recht anschaulich den Einfluß der Laufzeitverzerrung auf die Verzerrung der Modulationsschwingung. Um nun dieses nichtlineare Nebensprechen in den Übertragungsgeräten genügend klein zu halten, wird man einerseits durch geeignete Bemessung und evtl. Entzerrung die Laufzeitverzerrungen innerhalb des Übertragungsbereiches möglichst klein halten und andererseits die unvermeidlichen Verzerrungen an den Rändern des Bereiches in ihrer Auswirkung verringern, indem man diesen genügend groß macht.

Wie groß muß man den Bereich nun machen? Die Breite des Amplitudenspektrums der frequenzmodulierten Schwingung hängt von der Größe des Index ab. Bei sehr kleinem Index und dabei allerdings sehr großem Verlust an Geräuschabstand ist das Spektrum etwa so schmal wie bei der Zweiseitenband-Amplitudenmodulation. Da das Verfahren der Frequenzmodulation aber erst von Gewinnen größer als Null ab interessant wird, also ab einem Index η von etwa $= 1$, muß man, um das Nebensprechen kleiner als z. B. 1% zu halten, außer dem Hub noch einen Bereich von mindestens zwei Modulationsbändern mit genügend kleinen Laufzeitverzerrungen übertragen. „Mindestens“ bedeutet, daß man zweckmäßig zu dem so errechneten Band noch einen Zuschlag von etwa 25% hinzugibt. Bei FM-Übertragung wird also somit die erforderliche hochfrequente Bandbreite

$$B = 2 \cdot 1,25 (F + 2 B_0) \quad (27)$$

Für den Index 1, also den Gewinn von $g \approx 0$, benötigt man schon ein hochfrequentes Übertragungsband von $B = 7,5 \cdot B_0$, also 7,5mal so viel wie bei der Übertragung in der Niederfrequenzlage.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß außer durch Laufzeitverzerrungen auch durch die Vorgänge der Modulation und Demodulation selbst ein solches nichtlineares Nebensprechen entsteht, wenn diese Vorgänge nicht ausreichend linear verlaufen, die Amplituden/Frequenzlinien also gekrümmt sind. Die Entwicklung solcher genügend linearer Einrichtungen für hohe Kanalzahlen ist ein sehr wichtiges und zugleich schwieriges Problem.]

c) Pulsphasenmodulation

Auch bei der Mehrfachübertragung mit PPM muß das Problem des Nebensprechens zwischen den einzelnen Kanälen beachtet werden. Dieses Nebensprechen entsteht dadurch, daß bei großem Hub zeitlich benachbarte Impulse ineinander verlaufen, wenn sie sehr flach sind. Da Impulssteilheit und Bandbreite, wie Gl. (24) zeigt, sich gegenseitig bedingen, ist die Forderung nach genügend hoher Nebensprechfreiheit ein bestimmender Faktor für die Breite des Übertragungsbandes. Verwendet man z. B. die zeitliche Verschiebung der vorderen Flanke in der Mitte des Impulses zur Demodulation (Abb. 19), so sieht man, daß beim Auslaufen in den Nachbarimpuls die zeitliche Flankenverschiebung sich um den Störbetrag ΔT vergrößert. Gewiß kann man durch geringeres Heranrücken des Nachbarimpulses, also kleineren Modulationsgrad m_p , dieses Nebensprechen verringern, doch ist dieser Weg nur begrenzt gangbar, da dann ja das Störverhältnis nach Gl. (23) größer wird. Man muß also den Impuls so steil machen, daß die gegenseitige Beeinflussung genügend klein wird. Man kann rechnerisch zeigen, daß für ein Nebensprechen von weniger als 1% der Frequenzbedarf des Hochfrequenzweges bei Zweiseitenbandübertragung der Impulse etwas größer sein muß als bei der Frequenzmodulation. Wenn man die Forderung gleich berücksichtigt, ist der Unterschied aber praktisch gering. Dieses gilt für kleine Kanalzahlen und den gegenwärtigen Stand der Technik.

9. Schlußbetrachtung

Damit sind die wichtigsten Unterlagen zusammengestellt, mit denen ein modernes Richtfunksystem ähnlich, wie es bei den Drahtsystemen schon seit langem möglich ist, vorausberechnet werden kann. Die Technik hat einen Stand erreicht, der hier ein zielsicheres Vorgehen erlaubt. Auf dem Gebiet der Richtfunktechnik liegen noch große Entwicklungsmöglichkeiten, und es ist zu erwarten, daß diese Technik dereinst ein vollwertiger Partner der Drahtnachrichtentechnik werden wird. Sie wird diese Technik gewiß nicht ersetzen, wohl aber ergänzen und auch Aufgaben bewältigen, die mit der Drahttechnik schwieriger oder gar nicht zu lösen sind.

Literaturangaben

- [1] Friis, H. T., Microwave repeater research. Bell System T. J. 27 (1948), S. 183...246.
- [2] vander Pol, B., Bremmer, H., Ergebnisse einer Theorie über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen über eine Kugel endlicher Leitfähigkeit. Hochfr. u. Elektroak. 51 (1938), S. 181...188.
- [3] Zuhrt, H., Elektromagnetische Strahlungsfelder. Erscheint 1952 im Verlag Springer, Berlin.
- [4] Küpfmüller, K., Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung. S. Hirzel, Stuttgart, 1949.
- [5] Shannon, C. E., Communication in the presence of noise. Proc. of the IRE 37 (1949), S. 10...21.
- [6] Hartley, R. V. L., Transmission of Information. Bell. Syst. T. J. 7 (1928), S. 535...586.
- [7] Mayer, H. F., Hölzler, E., Einige Entwicklungstendenzen in der Übertragung von Nachrichten. EB S & H 14 (1951), S. 1...10.

Ein Hochfrequenzgenerator mit homogener R-C-Leitung als frequenz- bestimmendem Rückkopplungsglied

Einleitung

Hochfrequenzgeneratoren, bei denen das frequenzbestimmende Rückkopplungsglied aus einer Schaltung von Widerständen und Kondensatoren besteht, sind unter dem Namen R-C-Generatoren seit langem bekannt (vgl. z. B. [1]). Eine vielbenutzte Einröhrenschaltung verwendet einen mindestens dreistufigen Kettenleiter, dessen Längsglieder aus ohmschen Widerständen und dessen Querglieder aus Kondensatoren bestehen. Bei einem solchen Kettenleiter ist die Ausgangsspannung bei einer bestimmten Frequenz gegen die Eingangsspannung gerade um 180° phasenversetzt, und der Kettenleiter kann als Rückkopplungsglied für eine Röhre verwendet werden. Die Frequenzvariation geschieht durch Verändern eines oder mehrerer Schaltelemente. Will man dabei den Rückkopplungsfaktor (d. h. das Verhältnis von Eingangs- zu Ausgangsspannung und dadurch gleichzeitig die Schwingungsamplitude konstant halten, so muß man drei Elemente (d. h. die drei Widerstände oder die drei Kondensatoren) gleichsinnig verändern, was einen verhältnismäßig komplizierten mechanischen Aufbau bedingt.

Johnson [2] hat wohl als erster vorgeschlagen, den mehrstufigen Kettenleiter durch eine homogene Leitung zu ersetzen und dadurch den Aufbau der Schaltung erheblich zu vereinfachen. Eine solche Leitung besteht aus einem langgestreckten Schichtwiderstand, der von einer geerdeten Folie umgeben ist, wodurch ein kontinuierlich verteilter Längswiderstand und eine kontinuierlich verteilte Ableitungskapazität entstehen. Man kann auch ein Drahtpotentiometer verwenden, dessen Wicklung eine beträchtliche Kapazität gegen das geerdete Gehäuse besitzt; durch den Schleifer läßt sich dann eine veränderliche Leitungslänge abgreifen.

In der vorliegenden Arbeit wird eine homogene Leitung in der von Johnson vorgeschlagenen Art verwendet. Die Frequenzvariation wird aber nicht durch Verändern der Leitungslänge, sondern durch Verändern der Querkapazität durchgeführt; man kommt dadurch zu einem mechanisch sehr einfachen und stabilen Aufbau.

Grundprinzip des Generators

Das Grundsaltbild des Generators ist in Abb. 1 dargestellt; die den Schaltelementen beige-schriebenen Dimensionierungen beziehen sich auf einen Generator für den Frequenzbereich von etwa 0,1 bis 1,5 MHz. Eine Röhre EF 14 hat die übliche Katoden- und Schirmgitterschaltungs-Kombination und einen ohmschen Widerstand R_A im Anodenkreis. Der Koppelkondensator C_{K1} dient zur Auskopplung der erzeugten Spannung. Der Rückkopplungsweg geht über den Koppelkondensator C_{K2} (gleichspannungs-

*) Die meßtechnische Erprobung und der Aufbau des Gerätes wurde von Dipl.-Ing. B. Türk im Rahmen seiner Diplomarbeit an der Technischen Hochschule Karlsruhe im Jahre 1948 durchgeführt.

mäßige Abtrennung des Gitterkreises) zum Gitterableitwiderstand R_G und dann über die homogene R-C-Leitung R_T , C_T zum Gitter. R_T ist der gesamte Längswiderstand der Leitung, wie man ihn mit Gleichstrom messen kann; C_T ist die gesamte Querkapazität, die aus einer statischen Kapazitätsmessung ermittelt werden kann. Im mechanischen Aufbau ist R_T ein flacher Widerstandsstreifen; C_T wird durch eine geerdete flache Scheibe dargestellt, die mittels eines Schraubtriebes an die Breitseite des Widerstandsstreifens angenähert werden kann; die geerdete Abschirmung der ent-

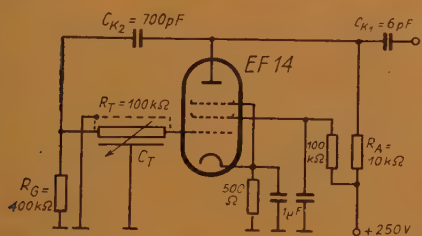


Abb. 1. Grundschriftbild des R-C-Generators

gegengesetzten Breitseite trägt natürlich ebenfalls zur Ableitungskapazität C_T bei. Der mechanische Versuchsaufbau in einer sehr stabilen Ausführungsform ist in Abb. 2 dargestellt. Auf einer Pertinaxplatte ist der Widerstandsstreifen R_T senkrecht von oben nach unten aufgebracht. Er ist in der Abbildung verdeckt. Seine Breite ist die gleiche wie die der oberen Anschluß-Schelle. Der Widerstandsstreifen und die Pertinaxplatte sind

mit einer 0,1 mm dicken Kunststoff-Folie überdeckt, um Kurzschlüsse zu vermeiden. Die gegenüberstehende Kondensatorplatte wird mittels eines Schraubtriebes bewegt. Die konstruktiven Maßnahmen, die das Verspannen des Schraubtriebes durch den Bedienungsknopf und das Skalenseil verhüten, sind in der Abbildung zu erkennen

Theorie der Schaltung

Die ausführliche Theorie der Schaltung findet sich bereits bei Johnson [2]. Da im vorliegenden Fall die Fragestellung infolge des veränderten Aufbaus eine andere ist, soll an dieser Stelle eine etwas vereinfachte Darstellung gebracht werden. Von der Grundschriftung nach Abb. 1 läßt sich entsprechend Abb. 3a ein Ersatzschaltbild entwerfen, wenn man in bekannter Weise die Röhre durch ihr Stromquellen-Ersatzbild



Abb. 2.
Mechanischer
Aufbau der
homogenen R-C-
Leitung

darstellt ($G_1 =$ innerer Röhrenleitwert, $S =$ Röhrensteilheit, $C_A, C_G =$ Elektroden- und Schaltkapazitäten, $G_A = 1/R_A, G_G = 1/R_G$). Die Theorie einer gedämpften homogenen Leitung ist in der Fernmeldetechnik allgemein bekannt (vgl. z. B. [3]). Eine Leitung mit dem Widerstandsbelag R' (Längswiderstand pro Längeneinheit) und dem Ableitungsbelag $j \omega C'$ (Ableitung pro Längeneinheit) hat eine Fortpflanzungskonstante

$$\gamma = \sqrt{R' j \omega C'} \quad (1)$$

und einen Wellenwiderstand:

$$Z = \sqrt{R' / j \omega C'} \quad (2)$$

Bezeichnet man die Leitungslänge mit l , so ist der totale Längswiderstand:

$$R_T = R' l \quad (3)$$

und die totale Ableitungskapazität

$$C_T = C' l; \quad (4)$$

statt (1) und (2) schreibt man zweckmäßig

$$\gamma l = \sqrt{R_T j \omega C_T}; \quad Z = \sqrt{R_T / j \omega C_T} \quad (5)$$

Die Leitungsgleichungen lauten dann mit den Bezeichnungen nach Abb. 3a

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= u_2 \cos \sqrt{R_T j \omega C_T} + Z_1 \sqrt{R_T / j \omega C_T} \sin \sqrt{R_T j \omega C_T} \\ Z_1 &= u_2 \sqrt{j \omega C_T R_T} \sin \sqrt{R_T j \omega C_T} + Z_2 \cos \sqrt{R_T j \omega C_T} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Die unten folgenden Betrachtungen werden zeigen, daß der Betrag von $\sqrt{R_T j \omega C_T}$ verhältnismäßig groß ist, nämlich in der Größenordnung π liegt. Daher ist es zweckmäßig, von vornherein folgende Näherungen anzuwenden

$$\cos \sqrt{R_T j \omega C_T} \approx \frac{1}{2} e^{\sqrt{R_T j \omega C_T}} \approx \sin \sqrt{R_T j \omega C_T} \quad (7)$$

Damit ergibt sich aus (6) der Eingangsleitwert der Leitung

$$G_1 = Z_1 / u_1 \approx \sqrt{j \omega C_T / R_T} = \frac{1}{Z} \quad (8)$$

Der Eingangswiderstand ist also infolge der starken Dämpfung unabhängig von der ausgangsseitigen Belastung und immer gleich dem Wellenwiderstand. Ferner ergibt sich aus der oberen Gleichung von (6) das Spannungsverhältnis

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{2 e^{-\sqrt{R_T j \omega C_T}}}{1 + \frac{Z_2}{u_2} \sqrt{R_T / j \omega C_T}} \quad (9)$$

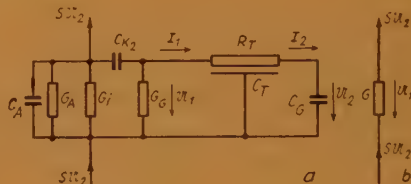


Abb. 3a u. b. Ersatzschaltbilder für die Schaltung nach Abb. 1

a) Idealer Betriebsfall

Der ideale Betriebsfall ist derjenige, bei dem die Kapazitäten C_G , C_{K_2} , C_A und der Eingangsleitwert der Leitung keine zusätzlichen Phasendrehungen verursachen, also

$$C_A \rightarrow 0, C_G \rightarrow 0, C_{K_2} \rightarrow \infty, G = G_A + G_i + G_G \gg \left| \sqrt{j \omega C_T / R_T} \right| \quad (10)$$

Dann folgt nach dem Ersatzschaltbild in Abb. 3b

$$U_1 = -S U_2 / G$$

und mit Gleichung (9)

$$G = -2 S e^{-\sqrt{R_T j \omega C_T}} = -2 S e^{-\sqrt{R_T \omega C_T} / 2} e^{-j \sqrt{R_T \omega C_T} / 2} \quad (11)$$

Diese Gleichung läßt sich nur erfüllen, wenn

$$\sqrt{R_T \omega C_T} / 2 = \pi \quad (12)$$

Höhere ungeradzahlige Vielfache von π kommen für die Lösung nicht in Frage, da in solchen Fällen sehr große Werte der Röhrensteilheit erforderlich sein würden.

Die Frequenz, in der der Generator sich erregt, ist somit

$$\omega = \frac{2 \pi^2}{R_T C_T} \quad (13)$$

Die Frequenz verläuft im Idealfall umgekehrt proportional zur Kapazität C_T , d. h. direkt proportional zum Abstand zwischen Widerstandsstreifen und Kondensatorplatte; die Eichung ist also linear. Für die Betriebssteilheit der Röhre folgt aus den Gleichungen (11) und (12)

$$S = G \frac{e^{\pi}}{2} = 11,6 G \quad (14)$$

Die Größe der Betriebssteilheit ist bei der Dimensionierung nach Abb. 1 etwa 1,2 mA/V. Die Spannung des Generators schaukelt sich auf einen solchen Wert auf, bis die Steilheit den durch die Gleichung (14) gegebenen Wert erreicht hat. Die Steilheit der Röhre am Arbeitspunkt muß unter allen Umständen größer sein, wenn der Sender schwingen soll. Wichtig ist, daß die Betriebssteilheit S nicht von der Frequenz abhängig ist; aus diesem Grunde erregt sich bei allen Frequenzen die gleiche Hochfrequenzspannung.

b) Berücksichtigung der Schaltkapazitäten

Bei höheren Frequenzen und bei normaler Schaltungsdimensionierung ist es nicht mehr möglich, die Einflüsse der Schalt- und Röhrenkapazitäten C_G und C_A und des Eingangsleitwertes G_1 zu vernachlässigen. Lediglich die Koppelkapazität C_{K_2} kann in allen Fällen mit genügender Genauigkeit als Kurzschluß betrachtet werden, sofern man nicht Generatoren für extrem niedrige Frequenzen bauen will. Aus Abb. 3a kann man mit den Gleichungen (8), (9) und mit der Beziehung

$$\frac{\mathfrak{S}_2}{U_2} = j \omega C_G \quad (15)$$

den folgenden Zusammenhang ablesen:

$$G + j\omega C_A + \frac{1+j}{R_T} \sqrt{\frac{R_T \omega C_T}{2}} = \frac{-2S e^{-\sqrt{R_T \omega C_T/2}} e^{-\sqrt{R_T \omega C_T/2}}}{1 + (1+j)\omega C_G R_T / \sqrt{R_T \omega C_T/2}} \quad (16)$$

Die exakte Lösung dieser Gleichung läßt sich nicht in analytisch geschlossener Form $\omega = f(C_T)$ darstellen; qualitativ läßt sich feststellen, daß die Schaltkapazitäten und der Eingangsleitwert der Leitung zusätzlich die Phase drehen, so daß die Phasendrehung auf der homogenen Leitung selbst geringer werden muß. Dadurch nimmt

entsprechend Gleichung (9) der Betrag $\left| \frac{U_2}{U_1} \right|$ zu, da der Phasendrehungswinkel mit

negativem Vorzeichen im Exponenten steht; die erforderliche Betriebssteilheit wird geringer, d. h. der Generator schaukelt sich zu höheren Amplituden auf. Steigert man die Frequenz, so setzen schließlich die kapazitiven Nebenschlüsse die Verstärkung herab, die erforderliche Betriebssteilheit muß wieder ansteigen. Exakte Lösungen erhält man aus der Gl. (16) am einfachsten durch Einsetzen von Probewerten. Beispielsweise ergibt sich für $C_A = 15 \text{ pF}$, $C_G = 10 \text{ pF}$ und für die Dimensionierung nach Abb. 1 bei einer Frequenz von 1,5 MHz die Größe der totalen Ableitungskapazität $C_T = 4,8 \text{ pF}$ und die Größe der Arbeitssteilheit $S = 3,6 \text{ mA/V}$.

Für extrem hohe Frequenzen geht die Phasendrehung der Leitung $\sqrt{R_T \omega C_T/2}$ auf den Wert $\frac{\pi}{4}$, also auf den vierten Teil des idealen Wertes, den man aus Gleichung (16) entnimmt. Ferner ergibt sich für extrem hohe Frequenzen

$$\frac{4\sqrt{2}}{\pi} \omega^2 C_A C_G R_T = S e^{-\pi/4} \quad (17)$$

Hat die Röhre die maximale Steilheit S_{\max} , so ist die höchste Frequenz des Generators

$$\omega_{\text{grenz}} = \sqrt{\frac{\pi}{4\sqrt{2} C_A C_G R_T} \frac{S_{\max}}{e^{-\pi/4}}} = 0,51 \sqrt{\frac{S_{\max}}{C_A C_G R_T}} \quad (18)$$

Bei einem Wert $S_{\max} = 7 \text{ mA/V}$ und mit den Zahlenwerten des oben genannten Beispiels ergibt sich eine Grenzfrequenz: $f_{\text{grenz}} = 17,5 \text{ MHz}$.

Der Aufbau des Meßsenders

Der als Ausführungsmuster hergestellte Meßsender ist nach dem Grundsaltbild Abb. 1 aufgebaut. Um die Spannungsamplitude über den gesamten Frequenzbereich zu stabilisieren und eine möglichst sinusförmige Ausgangsspannung zu erreichen, wurde der Gitterwiderstand R_G durch einen Heißeiterwiderstand HL 6/2 (Siemens) ersetzt. Die Kennlinien dieses Widerstandes sind in Abb. 7 dargestellt; über den Strom I ist die Spannung U und der Widerstand R aufgetragen. Außerdem wurde zusätzlich als Trennstufe ein Katodenverstärker eingebaut, von dem die Ausgangsspannung mit einem inneren Generatorwiderstand von etwa 200 Ohm geliefert wird. Abb. 4 zeigt das Gesamtsaltbild des Senders einschließlich des stabilisierten Netzteiles. Die in Abb. 6

Abb. 4. Gesamtschaltbild des R-C-Generators

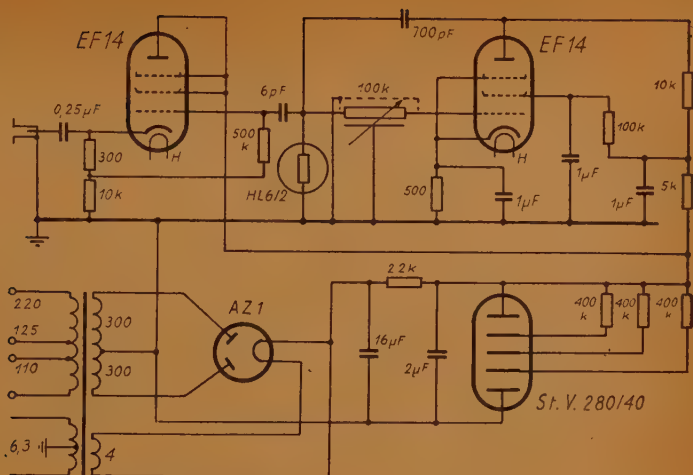


Abb. 5. Außenansicht des Gerätes

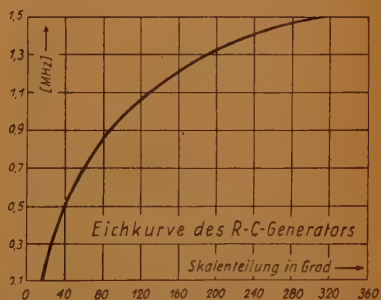


Abb. 6. Frequenzzeichkurve des R-C-Generators

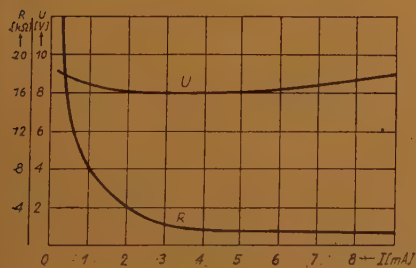


Abb. 7. Kennlinien des Heißeiterwiderstandes
HL 6/2

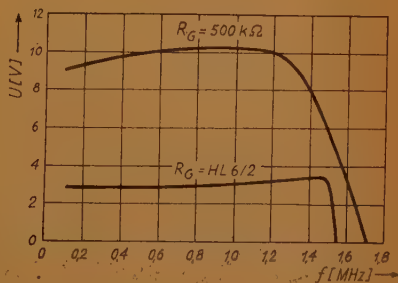


Abb. 8 (rechts). Ausgangsspannung in Abhängigkeit von der Frequenz bei einem ohmschen Gitterwiderstand und bei einem Heißeiter-Gitterwiderstand

dargestellte Frequenzzeichnung zeigt den theoretisch zu erwartenden Verlauf. Die wirklich erreichten Schaltkapazitäten sind nicht derart günstig wie bei dem oben erwähnten Rechenbeispiel. Die Ausgangsspannung ist über der Frequenz in Abb. 8 aufgetragen, und zwar einmal bei einem ohmschen Gitterwiderstand $R_G = 500 \text{ k}\Omega$ und zweitens unter Verwendung des Heißeiterwiderstandes entsprechend dem Schaltbild Abb. 4: der Kurvenverlauf entspricht den theoretischen Vorausberechnungen. Abb. 5 zeigt schließlich die Außenansicht des Gerätes. Der Klirrfaktor der Ausgangsspannung liegt in der Größe von 5%.

Zusammenfassung

Es wird ein R-C-Generator beschrieben, bei dem die Rückkopplung nicht über einen R-C-Kettenleiter erfolgt, sondern durch eine homogene R-C-Leitung, deren Ableitungskapazität kontinuierlich verändert wird. Hierdurch läßt sich ein sehr einfacher und stabiler Aufbau der Schaltung erzielen. Ein gebauter Versuchssender nach diesem Prinzip wurde für den Frequenzbereich von 0,1 bis 1,5 MHz ausgelegt. Er besitzt eine Ausgangsspannung von 3 Volt an 200 Ohm, die im gesamten Frequenzbereich auf $\pm 10\%$ konstant bleibt.

Schrifttumsübersicht

- [1] H. E. Hollmann, Elektrotechn. (1947), S. 129.
- [2] R. W. Johnson, Extending the frequency range of the phaseshift oscillator, Proc. Inst. Radio Eng. 38 (1945), S. 597...603.
- [3] K. Küpfmüller, Einführung in die theoretische Elektrotechnik. 4. Auflage (1952), Springer, S. 327 ff.

*

*

*

Wechsellichtverstärkung mit Fotowiderständen

Fotowiderstände haben in den letzten Jahren an Bedeutung gewonnen, seitdem man gelernt hat, gewisse halbleitende Metalle und Metallverbindungen so zu präparieren, daß sie neben rein elektronischer Leitfähigkeit einen starken inneren lichtelektrischen Effekt aufweisen. Zu den schon lange bekannten Selen- und Thallofidzellen [1] sind heute Zellen mit lichtempfindlichen Leitern aus den Sulfiden, Seleniden und Telluriden von Blei und Cadmium hinzugekommen [2]. Die Empfindlichkeit erstreckt sich oft über mehrere Oktaven des Spektrums. So ist z. B. Bleisulfid nach einer Behandlung mit Sauerstoff sowohl für sichtbares als auch für infrarotes Licht bis zur Wellenlänge 3μ empfindlich. Synthetische Kristalle aus Cadmiumsulfid hingegen sprechen vor allem auf blaugrünes Licht, UV und Röntgenlicht an. Der lichtelektrische Effekt äußert sich stets in einer Abnahme des Widerstandes. Wird eine Spannung der Größenordnung 100 V angelegt, so fließt in belichtetem Zustand meist ein größerer Fotostrom als bei Alkali-Fotozellen. Der höheren Lichtempfindlichkeit steht als Nachteil eine gewisse Trägheit des Fotoeffektes gegenüber, die aber für viele Anwendungen in Kauf genommen werden kann. Fotowiderstände aus Bleisulfid sind z. B. bis rd. 10 000 Hz, also im Tonfrequenzbereich, verwendbar. Trotz der fotoelektrischen Trägheitserscheinungen folgt der Strom irgendwelchen Vorspannungsänderungen völlig trägheitslos, bis zu den höchsten Frequenzen besteht innerhalb gewisser Grenzen Proportionalität zwischen Strom und Spannung, es gilt im allgemeinen das Ohmsche Gesetz. In einer Schaltung verhalten sich die Fotowiderstände bei konstanter Beleuchtung wie die bekannten Halbleiterwiderstände der Schwachstromtechnik. Darüber hinaus erzeugen sie besondere Wirkungen, z. B. Spannungsänderungen, wenn die Beleuchtung geändert wird. Häufig liegt die Aufgabe vor, einen Wechsellichtverstärker, der bisher mit Alkalizellen arbeitete, auf Fotowiderstände umzustellen. Dabei ergibt sich die Frage, wie die Anpassung gewählt werden muß, wenn — wie es gewöhnlich der Fall ist — außer dem Vorwiderstand noch der Gitterwiderstand der Eingangsröhre zu berücksichtigen ist. Vielfach besteht auch Unklarheit über die Definition der lichtelektrischen Empfindlichkeit eines Fotowiderstandes. An Hand der in Abb. 1 dargestellten Eingangsschaltung soll nun hierauf näher eingegangen werden.

Die Fotozelle Ph, die wir uns vorerst als Alkalizelle mit dem dynamischen Innenwiderstand r vorstellen wollen, liegt in Serie mit dem Vorwiderstand R an der Gleichstromquelle U_B . Wird Ph mit Licht bestrahlt, wobei das mittlere Gleichlicht Φ und die Lichtstromschwankung $\Delta \Phi$ zu unterscheiden sind (Einheit: Lumen), so entsteht am Gitter der Verstärkerröhre die Spannungsänderung

$$\Delta u = -R_k \alpha \Delta \Phi, \quad \frac{1}{R_k} = \frac{1}{R} + \frac{1}{r} + \frac{1}{R'} \quad (1)$$

Sie ergibt sich nach den Regeln der Zweipolrechnung [3] als Produkt des Kurzschlußstromes $\Delta i = -\alpha \Delta \Phi$ (α = Stromempfindlichkeit der Fotozelle in $\mu A/Lumen$) und des Kombinationswiderstandes R_k , der sich aus den drei Widerständen R , R' und r

zusammensetzt (vgl. Abb. 2a). Der Einfluß der Kapazitäten C und C' ist hierbei nicht berücksichtigt. Wir wollen sie als unendlich groß ansehen und ferner alle Streukapazitäten der Zelle und ihrer Zuleitungen vernachlässigen. Das Minuszeichen in Gl. (1) trägt dem Umstand Rechnung, daß u abnimmt, wenn Φ und damit der Fotostrom zunehmen. Der dynamische Zellenwiderstand ist nach der Gleichung

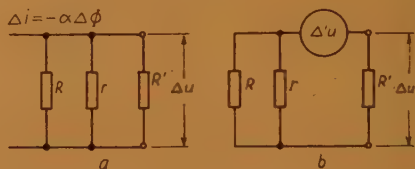
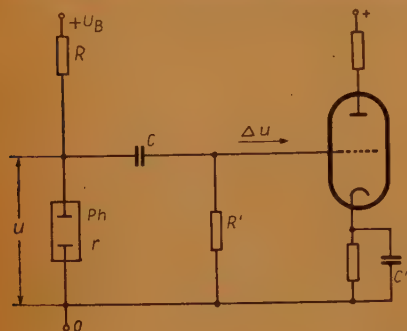


Abb. 2. Ersatzschaltbilder zu Abb. 1

Links: Abb. 1. Prinzipschaltbild der Eingangsstufe eines Wechsellichtverstärkers

$$r = \frac{du}{di} = \frac{1}{\Phi} \frac{du}{d\alpha} \quad (2)$$

von der Strom-Spannungscharakteristik $i = f(u)$ der Fotozelle und dem mittleren Gleichlicht Φ abhängig. Bei Vakuum-Alkalizellen, die im Sättigungsgebiet arbeiten, ist er praktisch unendlich groß und daher ohne Einfluß auf R_k . Bei gasgefüllten Alkalizellen ist er für $\Phi = 0$ zwar von endlicher Größe, unter Tonfilmbedingungen etwa gleich 100 Meg-Ohm, kann aber neben R und R' , für die Werte von etwa 1 Meg-Ohm gebräuchlich sind, gleichfalls unberücksichtigt bleiben. Der Kombinationswiderstand kann in diesem Falle nach der vereinfachten Gleichung $R_k = R R' / (R + R')$ berechnet werden. Für das folgende ist nun die Feststellung wichtig, daß die Grundgleichungen (1) und (2) keine speziellen Annahmen über die Natur des Photoeffektes enthalten. Sie gelten demnach unverändert auch für Fotowiderstände, sofern deren Stromempfindlichkeit entsprechend definiert wird. Dabei ergibt sich folgende Schwierigkeit: Während bei Alkalizellen der Fotostrom dem Lichtstrom proportional ist und α als Quotient dieser beiden Größen eine echte Zellenkonstante darstellt, ist dies bei Fotowiderständen nicht der Fall. Erstens bleibt ihr Widerstand auch in unbelichtetem Zustand von endlicher Größe, so daß bei angelegter Spannung ein Dunkelstrom fließt. Zweitens ist der Zusammenhang zwischen dem Widerstand und dem Lichtstrom nur für sehr geringe Lichtströme angenähert linear, die Kennlinie verläuft im allgemeinen gekrümmt. Abb. 3 zeigt dies für Fotowiderstände mit Bleisulfid- und Cadmiumsulfidschichten [4]. Diese Kennlinien genügen für Lichtströme bis zu 30 Millilumen der empirischen Beziehung

$$r = \frac{r_d}{\sqrt[n]{1 + n \beta_0 \Phi}} \quad (3)$$

in der r den Hellwiderstand, r_d den Dunkelwiderstand, Φ den Lichtstrom und β_0 eine Konstante bedeutet. Für den Wurzelexponenten n , der die Krümmung der Widerstandskennlinien bestimmt, kommen Werte zwischen 2 und 4 in Frage. Um die nach

Gl. (3) berechneten Kurven der Abb. 3 mit den Meßpunkten in Übereinstimmung zu bringen, mußte im Falle der Bleisulfidzellen $n = 3$ gewählt werden, die Cadmiumsulfidzelle erforderte $n = 4$. Bei Selenzellen wurde schon früher [1] [5] für große Lichtströme Proportionalität zwischen Leitfähigkeit und $\sqrt{\Phi}$ gefunden, in diesem Falle ist also $n = 2$. Ein anderer Autor [6] fand bei Selen Proportionalität zur Kubikwurzel, d. h. $n = 3$. Diese älteren Meßergebnisse sind für den Spezialfall $n \beta_0 \Phi \gg 1$ in Gl. (3) enthalten.

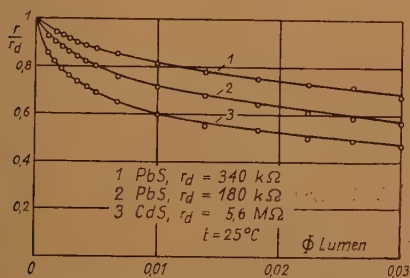


Abb. 3. Kennlinien verschiedener Fotowiderstände aus Bleisulfid (PbS) und Cadmiumsulfid (CdS). Lichtempfindliche Fläche: 0,1 cm²

Bilden wir nun den Ausdruck

$$\beta = -\frac{1}{r} \frac{dr}{d\Phi} - \frac{\beta_0}{1 + n\beta_0 \Phi}, \quad (4)$$

so gewinnen wir ein Maß für die Lichtempfindlichkeit des Fotowiderstandes gegenüber kleinen Wechsellichtamplituden; denn die Größe β liefert unmittelbar die relative Widerstandsänderung $\Delta r/r$, die einer kleinen Lichtschwankung $\Delta \Phi$ zugeordnet ist.

Für $\Phi = 0$ ist $\beta = \beta_0$. Die Konstante β_0 ist somit als Anfangsempfindlichkeit des Fotowiderstandes anzusehen. Gl. (4) besagt, daß die Empfindlichkeit mit zunehmendem Lichtstrom abnimmt. Entwickelt man die Wurzel in Gl. (3), so erhält man übrigens die für kleinen Lichtstrom gültige lineare Beziehung $r = r_d (1 - \beta_0 \Phi)$, die den geradlinigen Anfangsteil der Kennlinien beschreibt (vgl. Abb. 3). Natürlich gelten diese Überlegungen nur für einen beschränkten Bereich der Veränderlichen Φ unter Einschluß des Anfangspunktes $\Phi = 0$. Soll Gl. (3) dazu benutzt werden, einen größeren Bereich der Kennlinie analytisch darzustellen, so wird man die Kennlinie in der Regel in mehrere Abschnitte unterteilen und jedem Abschnitt ein Wertepaar n, β_0 zuordnen. β_0 ist dann im allgemeinen nicht mehr mit der Anfangsempfindlichkeit des Fotowiderstandes identisch.

Um weiter den Zusammenhang zwischen der auf den Widerstand bezogenen Empfindlichkeit β und der Stromempfindlichkeit α aufzusuchen, betrachten wir den Fotozellenkreis in Abb. 1 zunächst für sich allein, indem wir uns die Zuleitung zum Gitter der Verstärkerröhre vorübergehend unterbrochen denken ($C = 0$). Dann gilt für die Fotozellenspannung u und ihre Änderung $\Delta' u$ bei Wechsellichtbestrahlung [7]

$$u = U_B \frac{r}{R + r}, \quad \Delta' u = -U_B \frac{Rr}{(R + r)^2} \beta \Delta \Phi.$$

Denken wir uns jetzt den Kondensator C in Abb. 1 wieder eingesetzt, so wird die Nutzs spannung durch die für Wechselstrom bestehende Parallelschaltung der Widerstände R und R' herabgesetzt. Das zugehörige Ersatzschaltbild ist in Abb. 2b wiedergegeben. Bei Bestrahlung mit Wechsellicht wirkt der Fotowiderstand r im Verein mit dem Vorwiderstand R als Generator mit der Leerlaufspannung $\Delta' u$ und dem inneren Widerstand $R_1 = Rr/(R + r)$. Am Belastungswiderstand R' entsteht dann die Spannung $\Delta u = \Delta' u R'/(R_1 + R')$.

Somit gilt für Fotowiderstände

$$\Delta u = -U_B \frac{R r}{(R+r)^2} \frac{R'}{R' + R r/(R+r)} \beta \Delta \Phi = - \frac{U_B}{R+r} R_k \beta \Delta \Phi \quad (5)$$

Gl. (5) wird mit Gl. (1) identisch, wenn man den Faktor $U_B \beta (R+r)$ als Stromempfindlichkeit α definiert. Da der Ausdruck $U_B' (R+r)$ den mittleren Zellenstrom bedeutet, ergibt sich

$$\alpha = i \beta \quad (6)$$

Also stellt das Produkt aus dem mittleren Zellenstrom und der lt. Gl. (4) auf 1 Lumen bezogenen relativen Widerstandsänderung den gesuchten Ausdruck für die Stromempfindlichkeit eines Fotowiderstandes dar. Aus der Art der Ableitung ergibt sich ohne weiteres, daß Gl. (6) nur bei kleinen Lichtstromänderungen angewendet werden darf, für welche die Widerstandskennlinie in der Umgebung des Arbeitspunktes (mittleres Gleichlicht Φ) als angenähert geradlinig angesehen werden kann. Da α nach Gl. (6) zu i proportional ist, besteht grundsätzlich die Möglichkeit, die Stromempfindlichkeit durch Vergrößerung des Zellenstromes beliebig zu steigern. Mit Rücksicht auf eine ausreichende Lebensdauer wird man allerdings über eine gewisse Grenzleistung nicht hinausgehen, die z. B. für die erwähnten Fotowiderstände mit Schichten aus Bleisulfid und Cadmiumsulfid und einer lichtempfindlichen Fläche von etwa $0,1 \text{ cm}^2$ bei ungefähr 20 Milliwatt liegt.

Zur Charakterisierung der Größenordnung der Stromempfindlichkeit von Fotowiderständen möge folgendes Beispiel dienen. Eine Bleisulfidzelle mit dem Dunkelwiderstand $r_d = 180 \text{ kOhm}$ erreicht bei $i = 330 \text{ }\mu\text{A}$ die Grenzleistung 20 Milliwatt. Aus der in Abb. 3 dargestellten Kennlinie dieser Zelle entnimmt man ihre Anfangsempfindlichkeit $\beta_0 = 70 \text{ Lumen}^{-1}$. Die zugehörige Stromempfindlichkeit kann dann nach Gl. (6) berechnet werden und ergibt sich zu $23\,000 \text{ }\mu\text{A/Lumen}$. Demgegenüber rechnet man bei Alkalizellen mit Stromausbeuten von 30 bis $50 \text{ }\mu\text{A/Lumen}$ für Vakuumzellen und 200 bis $500 \text{ }\mu\text{A/Lumen}$ für Gaszellen. Hieraus resultiert eine beträchtliche Überlegenheit der Fotowiderstände, und es drängt sich die Frage auf, ob die berechnete hohe Stromempfindlichkeit auch wirklich ausgenützt werden kann. Nach Gl. (1) setzt dies voraus, daß der Kombinationswiderstand beim Übergang von Alkalizellen zu Fotowiderständen unverändert bleibt. Damit ist jedoch im allgemeinen nicht zu rechnen. Die Größenordnung des Kombinationswiderstandes wird nämlich durch den kleinsten der vorkommenden Parallelwiderstände festgelegt, er ist bei der im Beispiel gewählten Bleisulfidzelle jedenfalls kleiner als ihr Eigenwiderstand von 180 kOhm . Selbst dann, wenn man den Vorwiderstand und den Gitterwiderstand so groß als möglich wählt, ist der Kombinationswiderstand immer noch kleiner als der kleinste bei Alkalizellen verwendete Widerstand von z. B. 1 Meg-Ohm . Der Gewinn an Nutzspannung ist also in diesem Falle fast eine Größenordnung kleiner, als man nach dem Verhältnis der Stromempfindlichkeiten erwarten sollte.

Eine andere Sachlage ergibt sich, wenn die Batteriespannung fest vorgegeben ist. Man wird dann versuchen, die Widerstände R und R' optimal an den Fotowiderstand anzupassen. Die Aufgabe läuft auf eine Diskussion der Gl. (5) hinaus. Die in dieser Gleichung auftretende Widerstandsfunktion ist in Abb. 4 in Abhängigkeit vom Verhältnis R/r mit R'/r als Parameter aufgetragen. Man erhält Kurven mit einem Maximum, das für

$R' = \infty$ bei $R = r$ erreicht wird, sich jedoch mit abnehmendem Widerstand R' nach Werten $R < r$ verschiebt. Die Koordinaten des Maximums lassen sich leicht nach den Regeln der Differentialrechnung bestimmen. Man erhält

$$R = R_{\text{opt}} = r \sqrt{\frac{R'}{R' + r}} \quad (7)$$

$$(\Delta u)_{\text{opt}} = -U_B \left(\frac{R_{\text{opt}}}{R_{\text{opt}} + r} \right)^2 \beta \Delta \Phi$$

Werden die Widerstände R und R' entsprechend der obigen Formel gewählt, so nimmt die Nutzspannung am Gitter der Verstärkerröhre den optimalen Wert $(\Delta u)_{\text{opt}}$ an. Die größte überhaupt erreichbare Nutzspannung wird für $R = r$ und unendlich großen Gitterwiderstand erhalten [1], [7] und zwar ist nach Gl. (7) und (4)

$$(\Delta u)_{\text{max}} = -\frac{1}{4} U_B \beta \Delta \Phi = \frac{1}{4} U_B \frac{\Delta r}{r} \quad (8)$$

Hiernach erzielt man z. B. für $U_B = 100$ V bei 1% Widerstandsänderung eine optimale Nutzspannung von höchstens 250 mV am Gitter der Verstärkerröhre. Falls ein Gitterwiderstand $R' = r$ vorhanden ist, vermindert sich die optimale Nutzspannung auf 172 mV (vgl. Abb. 4). Die Abnahme der Spannung im Bereich $\infty > R > r$ ist also nur gering. Für kleine Gitterwiderstände, d. h. für $R' \ll r$, nimmt die optimale Spannung allerdings stärker ab, etwa im Verhältnis $4 R'/r$. Dies ist zu beachten, wenn sehr hochohmige Fotowiderstände, z. B. Cadmiumsulfidkristallzellen, angepaßt werden sollen. Um die Lichtempfindlichkeit derartig hochohmiger Fotowiderstände voll auszunutzen, bleibt meist nichts anderes übrig, als auf den Gitterwiderstand entweder ganz zu verzichten oder ihn wenigstens ebenfalls sehr hochohmig zu wählen, was im allgemeinen nur möglich ist, wenn als Eingangsröhre eine Elektrometerröhre verwendet wird. Für manche Anwendungen ist es vorteilhaft, die Widerstände R und R' so zu dimensionieren, daß die Eingangsspannung durch den Zellenwiderstand r möglichst wenig beeinflußt wird. Wie Abb. 4 erkennen läßt, gelingt dies durch starke Unteranpassung des Vorwiderstandes, d. h. für $R \ll r$, wobei allerdings ein Empfindlichkeitsverlust eintritt.

Die in vorstehenden Ableitungen zum Ausdruck kommende Proportionalität zwischen $-\Delta \Phi$ und Δu beschränkt sich naturgemäß auf kleine Amplituden. Bei größeren Amplituden sind wegen der Krümmung der Widerstandskennlinie nichtlineare Verzerrungen zu erwarten. Da für die Kennlinien eine analytische Darstellung gefunden wurde, macht es keine Schwierigkeiten, den Klirrfaktor als Amplitudenverhältnis der zweiten Harmonischen zur Grundschwingung zu bestimmen. Wendet man diesen bekannten Rechnungsgang [8] auf Gl. (3) an, so erhält man für den Klirrfaktor unter der Voraussetzung $\Phi = 0$, $R' = \infty$ und $R = r = r_d$ die einfache Beziehung

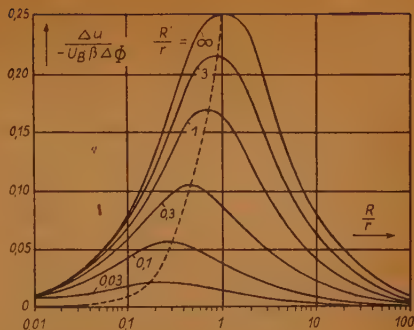


Abb. 4. Die Nutzspannung am Gitter der Verstärkerröhre bei verschiedenen Widerständen R , R' und r

$$k = \frac{n}{4} \beta_0 |\Delta \Phi| = \frac{n}{4} \left| \frac{\Delta r}{r_d} \right| \quad (9)$$

Wegen $n = 2 \dots 4$ ist hiernach k im wesentlichen mit dem Betrage der relativen Widerstandsänderung gleichzusetzen. Ändert sich z. B. der Widerstand um 1%, so beträgt der Klirrfaktor der Größenordnung nach ebenfalls 1%. Für Alkalizellen liefert die Methode vergleichsweise die Formel [9]

$$k = \frac{1}{2} \frac{R}{r}, \quad (10)$$

in der R den Vorwiderstand und r den dynamischen Innenwiderstand bedeutet. Mit den Werten $R = 1$ Meg-Ohm und $r = 100$ Meg-Ohm folgt hieraus $k = 0,5\%$, also ein Klirrfaktor der gleichen Größenordnung.

Für Fotowiderstände ergibt sich aus dem Vorstehenden eine zulässige Widerstandsschwankung von einigen Prozent, die nach oben durch die Größe der auftretenden Verzerrungen bestimmt ist. Die untere Grenze ist durch den thermischen Störpegel gegeben. Messungen an Bleisulfidzellen haben nun gezeigt, daß ihr Störgeräusch im Tonfrequenzbereich etwa in der gleichen Größenordnung liegt wie bei den Halbleiterwiderständen der Schwachstromtechnik [10]. Diese untere Grenze entspricht einer Widerstandsschwankung von etwa $10^{-4}\%$. Bei 1% Klirrfaktor wurde andererseits eine Widerstandsschwankung von etwa 1% gefunden. Geht man also mit der Aussteuerung bis zu einem Klirrfaktor von 1%, so ergibt sich größenordnungsmäßig ein Störabstand von 10000 : 1 entsprechend 80 db. Dieser wird durch verschiedene Einflüsse, u. a. durch das Rauschen des Vorwiderstandes und anderer Schaltelemente noch herabgesetzt, so daß z. B. mit Bleisulfidzellen praktisch nur ein Dynamikumfang von 60...70 db erreicht werden kann [11] [12].

Zusammenfassung

Einige physikalische und schalttechnische Probleme, die bei der Wechsellichtverstärkung mit Fotowiderständen auftreten, werden erörtert. Nach einer Klarstellung des Begriffes der Lichtempfindlichkeit von Fotowiderständen im Vergleich zu Alkalizellen werden Formeln zur Berechnung der Nutzspannung aufgestellt und an Hand gemessener Widerstandskennlinien ausgewertet. Die Arbeit schließt mit einer Abschätzung der mit Fotowiderständen erreichbaren Dynamik.

Literatur

- [1] H. Thirring u. O. P. Fuchs, Photowiderstände. Barth, Leipzig 1939.
- [2] P. Görlich, Z. Naturforschung 3a (1950), S. 563.
- [3] Vgl. z. B. K. Küpfmüller, Einführung in die theoretische Elektrotechnik, 3. Auflage, S. 20, Springer, Berlin 1941.
- [4] M. Ploke, KINO-TECHNIK, H. 12 (1951) und H. 1 (1952).
- [5] Vgl. z. B. Rosse, Phil. Mag. 47 (1874), S. 161.
- [6] W. Siemens, Pogg. Ann. 156 (1875), S. 334.
- [7] F. Schröter u. W. Ilberg, Phys. Zeltschr. 30 (1929), S. 801.
- [8] Vgl. z. B. H. Barkhausen, Lehrbuch der Elektronenröhren, Bd. 2, S. 61 und S. 197 ff., Leipzig 1938.
- [9] P. Kotowski u. H. Lichte, ENT 11 (1934), S. 15.
- [10] E. Meyer u. H. Thiede, ENT 12 (1935), S. 237.
- [11] R. J. Cashman, International Projectionist, Januar 1948, S. 9.
- [12] N. Anderson u. S. Pakswar, J. S. M. P. E. 52 (1949), S. 41.

Klassifizierung der Magnettonträger

(Schluß)

7. Die Normung der Lautträger in der Tabelle

Zur Normung der Lautträger in der Tabelle III werden die ihnen anhaftenden und nach der beschriebenen Methode gemessenen Naturkonstante λ_1 , ferner die von ihnen bei ihrer Untersuchung beanspruchten Betriebswerte der Hochfrequenz i_{HF} und des Modulationsstromes i_{mod} und ein Maß für ihren unterschiedlichen remanenten Magnetismus herangezogen. Dieses Maß liefert der Hörkopf bei der methodischen Untersuchung der Lautträger mit seiner EMK und der für ihn charakteristischen Konstante Ψ_1 , die aus der erweiterten Grundgleichung des Magnettones errechnet wird [2], $\Psi_1 = \Psi : h$ (h = Kopfhöhe in mm). Zur Erreichung der notwendigen Meßgenauigkeit ist der Hörkopf nach einer im Abschnitt 10a angegebenen Methode auf seine Dämpfung zu untersuchen. Diese darf nur eine begrenzte Größe erreichen und kann einen durchschnittlichen Betrag von 10%, der bei einer Frequenz von 10 kHz vorhanden wäre, auch um etwa 50% überschreiten. Für den Sprechkopf gilt der gleiche Grund. Auch seine Dämpfung muß möglichst gering sein. Mit den bezeichnenden Angaben λ_1 , i_{HF} , i_{mod} , Ψ_1 werden die Lautträger von einander unterschieden.

Eine solche Tabelle ermöglicht die Auswahl der Lautträger nach den begrenzten Einstellwerten der Magnettongeräte, die unterschiedlich bestehen und nicht beliebig geändert werden können. Sowohl für die Herstellung der Lautträger als auch für den Betrieb der Magnettongeräte dürfte die tabellarische Ordnung von Vorteil und geeignet sein, eine gewisse Standardisierung der Lautträger und der Betriebswerte der Magnettongeräte einzuleiten.

Die Tabelle III¹⁾ zur Normung der Lautträger enthält somit eine Einstufung nach λ_1 -Werten, die als Nennwerte gelten. Unter diese Nennwerte fallen alle Lautträger, die den vorliegenden Betriebsansprüchen innerhalb des Spielraumes genügen, den das Ohr für Lautstärkeschwankungen bei einer gegebenen Durchlaßfrequenz f_d des Wiederbeverstärkers zuläßt. Ein Nennwert 100 z. B. würde alle Träger mit den Werten von 117,8 bis $82,2 \mu$ umfassen. Diesen Nennwerten sind die Betriebswerte der optimalen Hochfrequenz i_{HF} und die des maximalen Modulationsstromes i_{mod} sowie die Ψ_1 -Werte der untersuchten Lautträger beigeordnet, und zwar ebenfalls in Abstufungen, um den Einstellmöglichkeiten der verschiedenartigen Magnettongeräte weitgehend gerecht zu werden. Die Lautträger sind entweder mit diesen sie unterscheidenden Angaben zu beschriften oder symbolisch auszuzeichnen.

8. Wahl der Lautträger nach der Tabelle im Bereich von $\lambda_1 \pm 4 \lambda_1$

In der Anwendung dieser Tabelle könnte ein bequemer Weg gesehen werden, für das zu beliefernde Gerät die richtigen Lautträger auszuwählen oder im Betrieb die richtige Einstellung sofort zu finden. Der Erzeuger würde die Auswahl aus den Vorräten nach den eingesandten Betriebsangaben für den Benutzer treffen. Die Voraussetzung dafür

¹⁾ s. FUNK UND TON Bd. 6 (1952), H. 5, S. 256.

wäre die Kenntnis des so entscheidenden λ_1 -Wertes oder der Leerlaufcharakteristik, die der Entzerrung beim Entwurf des betreffenden Magnettongerätes zugrunde gelegen hat, ferner die Kenntnis der oberen Durchlaßfrequenz f_d des Verstärkers und der Laufgeschwindigkeit v des Lautträgers. Die Bekanntgabe von λ_1 , f_d und v ist für das Magnettongerät bezeichnend. Sie ist durch Angabe des Einstellbereiches des Modulationsstromes i_{mod} und des Hochfrequenzstromes i_{HF} zu ergänzen. Die Möglichkeit der Auswahl unter den in Betracht zu ziehenden Lautträgern gewinnt durch die Regelbereiche der Magnettongeräte an Freizügigkeit. Da Lautstärke und Höhen bei ihnen geregelt werden können — letztere um ungefähr $\pm 6 \dots 7$ db —, lassen sich im Einzelfalle sogar Lautträger der angrenzenden Nennwerte zur Wahl heranziehen.

Das Augenmerk bei der Auswahl des geeigneten Lautträgers und der Benutzung der Tabelle III richtet sich zunächst auf den λ_1 -Nennwert. Ihm wird der von der festgesetzten Durchlaßfrequenz f_d abhängige $\Delta\lambda_1$ -Wert zugezählt. Letzterer kann in der „Umrechnungstafel“ (Abb. 4, oberer Teil) abgelesen werden. Die darin ersichtlichen Angaben fußen auf den vorher behandelten Beziehungen $\Delta\lambda_1 = \pm 0,232 \lambda_d$ und $\lambda_d = v/f_d$. Alle Lautträger, die in dem Bereich von $\lambda_1 \pm \Delta\lambda_1$ liegen, sind somit für das zu beliefernde Gerät und dem ihm eigentümlichen Frequenzgang verwendbar, falls auch ihre Betriebswerte den mitgeteilten Werten genügen. Dieser Auswahlbereich erweitert sich möglicherweise, wenn man die Regelfähigkeit der Höhen und der Lautstärke am Gerät bei der Abschätzung der zu verarbeitenden Dämpfung D zusätzlich in Rechnung stellt. Hierzu dient die Umrechnungstafel, unterer Teil, mit Angaben der Eigendämpfung D der Lautträger in Dezibel in Pfeilrichtung A für bestimmte λ_1 -Werte unter Beachtung der jeweiligen Durchlaßfrequenz f_d und der Laufgeschwindigkeit v . Mit der Angabe der Dämpfung D ist gesagt, um wieviel der Frequenzgang des Lautträgers — der in dieser Betrachtung allein dem Verlauf der e -Funktion entspricht — anzuheben wäre, um im Gerät einen linearen Verlauf bis zur Durchlaßfrequenz f_d herbeizuführen. Die Gesamtdämpfung im Magnettongerät wird, wie nebenbei bemerkt sei, teils durch die Aufsprechüberhöhung und teils durch die Höhenanhebung im Wiedergabeverstärker ausgeglichen [8]. Die Außerachtlassung der vorhandenen zusätzlichen Dämpfungsanteile der Betriebskurven gegenüber dem betrachteten Teilablauf nach der Funktion $e^{-\lambda_1/\lambda}$ ist deshalb zulässig, weil die dem Ohr nicht wahrnehmbare Lautstärkeschwankung an dieser wie an jener Stelle gleichbleibend ± 2 db beträgt, also die Betrachtung sowohl für den Ablauf der e -Funktion als auch für die Betriebskurve gilt.

In der Umrechnungstafel können in Pfeilrichtung B die abzulesenden Dämpfungswerte $\frac{E + \Delta E}{E}$ der Nutzspannung außer für bestimmte ganze λ_1 -Werte auch beliebig für Teilwerte von λ_1 festgestellt und, weil diese logarithmische Beträge sind, nach Bedarf zusammengezählt oder abgezogen werden, so daß man als Summe das gesuchte größere λ_1 und seinen Dämpfungswert $\frac{E + \Delta E}{E}$ erhält. Man kann daher durch die Benutzung

der Tafel bei dem gesuchten Austausch eines Lautträgers gegen einen bisher verwendeten die unterschiedliche Dämpfung beider, bezogen auf ihre Naturkonstanten λ_1 , sehr einfach feststellen. Berücksichtigt man dabei, wie schon gesagt, die am Gerät

Umrechnungstafel

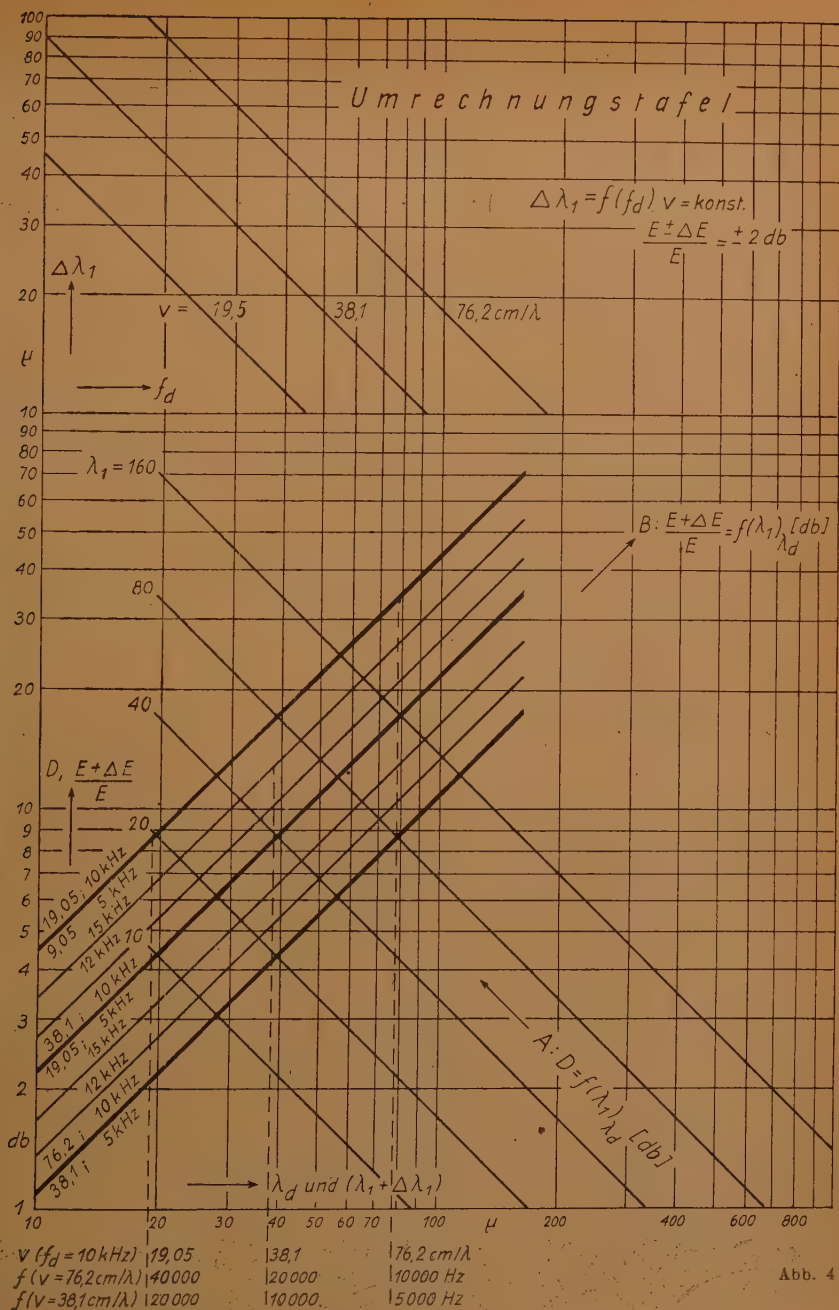


Abb. 4

vorhandene Regelmöglichkeit der Höhen, so wird in gewissen Fällen auch der mit einem abweichenden λ_1 -Wert gewählte Lautträger den ursprünglichen Frequenzgang des Gerätes einzuhalten erlauben. Ebenso könnte man auch den Unterschied der Dämpfung $\frac{E + \Delta E}{E}$ eines bestimmten Lautträgers aufsuchen, wenn seine Verwendbarkeit für verschiedene Laufgeschwindigkeiten und Durchlaßfrequenzen überprüft werden soll.

9. Dimensionierung der Umrechnungstafel

Mit der Normung der Lautträger in der Tabelle erscheint die Aufgabe einer einfachen grafischen Überprüfung ihrer Eignung eng verbunden. Die dafür gewählte grafische Umrechnungstafel erklärt sich aus der Reihe bereits behandelter Gesetzmäßigkeiten, die zum leichteren Verständnis und als Begründung der weiteren Ausführungen noch einmal zusammengefaßt werden sollen.

1. Der äußere magnetische Fluß der Lautträger verläuft unter dem Einfluß der sich einstellenden Selbstentmagnetisierung gleichwertig nach der Funktion $e^{-\lambda_1/\lambda}$ für sie alle, gleichgültig, welche Laufgeschwindigkeit sie haben. Stets ist der äußere Trägerfluß

$$\Phi_A = \Phi_{A0} e^{-\lambda_1/\lambda} \cdot \sin \omega t$$

Diese Gesetzmäßigkeit verleiht also jedem Lautträger seine Naturkonstante λ_1 , unabhängig von der Laufgeschwindigkeit v .

2. Die mit der Gesetzmäßigkeit $E \approx \frac{d\Phi_A}{dt}$ erzeugte Spannung unterliegt nach der eingetretenen Dämpfung im Lautträger in ihrem Frequenzgang gleichzeitig der Laufgeschwindigkeit v und der Funktion $e^{-\lambda_1/\lambda}$. Dabei ändern sich die Frequenz proportional der Geschwindigkeit v und die Amplitude mit der Dämpfungsfunktion.
3. Vom äußeren Fluß Φ_A tritt der Fluß Ψ in den Kopfkern über. Die hiermit erzeugte Spannung soll dem Ausdruck $E = k \Psi f$ folgen und allein dem Einfluß der Dämpfung $e^{-\lambda_1/\lambda}$ unterliegen, also frei von den übrigen Dämpfungen gedacht sein. Dann ist der Dämpfungsablauf

$$E = E \cdot e^{-\lambda_1/\lambda} = k (\Psi f - \Psi f e^{-\lambda_1/\lambda})$$

und somit für die Maximalamplitude, wenn $\lambda = \lambda_1$:

$$E (1 - e^{-1}) = k \Psi f (1 - e^{-1})$$

Hiermit ist die Eigendämpfung der Lautträger und die Dämpfung der Spannungsamplituden (idealisiert, ohne den Verlust im Hörkopf) bei jeder Durchlaßfrequenz f_d gegeben.

4. Die Messung der Dämpfung in Dezibel gibt ein einzig und allein vom λ_1 -Wert abhängiges Maß.

$$\text{Dämpfung} = 20 \log \frac{E'}{E} = 20 \log \frac{k \Psi f e^{-\lambda_1/\lambda}}{k \Psi f} = 20 \frac{\lambda_1}{\lambda} \log e = 8,66 \frac{\lambda_1}{\lambda}$$

Die als Beispiel gewählte grafische Darstellung der Umrechnungstafel ist auf die frei getroffene Festsetzung bezogen, daß die Nutzsprung um ± 2 db bei der Durchlaßfrequenz $f_d = 10$ kHz gedämpft wird. Die Zahlenwerte der untereinanderliegenden

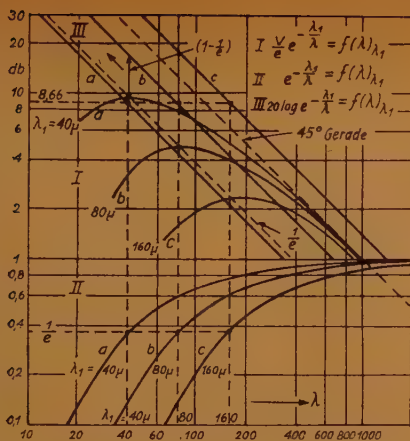


Abb. 5. Umgewandelte Darstellung der Bandfußdämpfung nach der Funktion $e^{-\lambda_1/\lambda}$

gegebene Lautträger bei wechselnder Annahme von λ_d (v, f_d) ihre unterschiedlichen Dämpfungen an den für verschiedene λ_1 -Werte geltenden Geraden zu vergleichen.

Die bisherigen Ausführungen sind, wie man sich erinnern möge, von der Leerlaufcharakteristik des Lautträgers ausgegangen, deren Untersuchung ihren Niederschlag in den Abbildungen 2a und b gefunden hat. In der Umrechnungstafel fällt im Vergleich dazu auf, daß die Abhängigkeitsverhältnisse an Geraden dargestellt sind. Das dürfte wohl zu der Frage berechtigen, in welcher Verbindung die dargebotene Umrechnungstafel, die für den Dämpfungsablauf $e^{-\lambda_1/\lambda}$ gilt, mit der üblichen Darstellung der Leerlaufcharakteristik steht. In beiden herrscht die gleiche, in den vorstehenden vier Punkten ausgeführte Gesetzmäßigkeit. Es ist nur nötig, die zur Darstellung der Dämpfung gezeichneten Geraden und ihre Anordnung zu erläutern. In anschaulicher Weise zeigt die Abb. 5 den Übergang von der Frequenzcharakteristik $f e^{-\lambda_1/\lambda}$ zum Dämpfungsverlauf $20 \log e^{-\lambda_1/\lambda}$. Beide sind als Funktion der Wellenlänge λ gegeben. Um diesen Zusammenhang in den Einzelheiten zu klären, sind drei verschiedenartige Aufzeichnungen der Dämpfungsabläufe für die drei λ_1 -Werte 40μ , 80μ , 160μ verwendet und als Funktionen von λ behandelt.

Die drei Kurven I der Abbildung sind die Dämpfungscharakteristiken von drei Lautträgern, die die unterschiedlichen λ_1 -Werte $40, 80, 160 \mu$ haben. Die in mVolt gemessenen Spannungen E sind äquivalente Werte und als Ordinaten im willkürlichen Maßstab aufgetragen. Sie genügen der Gleichung

$$E = k \Psi f e^{-\lambda_1/\lambda} = k \Psi \frac{v}{\lambda} e^{-\lambda_1/\lambda}$$

Tendiert der Wert von λ_1 nach Null, so wird

$$E = k \Psi f = k \Psi \frac{v}{\lambda}$$

Das ist die 45°-Gerade in der doppellogarithmischen Darstellung, wenn mit dem Anstieg der Frequenz keine Dämpfung — weder vom Lautträger noch vom Hörkopf — auf den Spannungsverlauf einwirken würde. Der Anfangswert des Kernflusses Ψ be-

Reihen für λ_d, v, f ($v = 76,2; 38,1; 19,05$ cm/s) entsprechen ihrer gegenseitigen Abhängigkeit, in der die Laufgeschwindigkeit v die Übersetzung der aufgetragenen Wellenlänge λ in die auftretende Frequenz f bewirkt. Auf der Abszissenachse gelten beim Ablesen die Zahlenwerte der Wellenlänge nach Bedarf für die Durchlaßfrequenz f_d oder die Naturkonstante $\lambda_1 + \Delta \lambda_1$, damit die gleiche grafische Darstellung dazu dienen kann, für einen gesuchten Lautträger seine Dämpfung bei gegebener Laufgeschwindigkeit und der dazugehörigen Durchlaßfrequenz f_d in diesem Falle in Dezibel an den dafür ausgezeichneten Geraden abzulesen oder im anderen Falle für zwei

stimmt einen verschiedenen Pegel des Frequenzganges. Die Parallele zur 45°-Geraden im Abstände $(1 - e^{-1})$, gemessen auf den Ordinaten der Maxima der drei Dämpfungscharakteristiken, ist ganz allgemein der geometrische Ort dieser Maxima aller beliebigen

Lautträger. Nach der Definition für λ_1 und entsprechend für $f_1 = \frac{v}{\lambda_1}$ ist nämlich an dieser Stelle die Maximalamplitude E_{\max} auf e^{-1} ihres ungedämpften Wertes abgesunken. Demnach beträgt die Dämpfung der Maximalamplituden aller Lautträger $(1 - e^{-1})$. Der Abstand der Parallele von der 45°-Geraden ist für alle Lautträger und für jede Laufgeschwindigkeit unveränderlich, weil die Änderung der ungedämpften Maximalamplitude mit dem Faktor 1 proportional der Frequenz und diese wiederum ebenso der Laufgeschwindigkeit folgt. Auf dieser Parallele befinden sich zwangsläufig die Maxima der Kurven der Selbstentmagnetisierung der Lautträger in der Reihenfolge der zugehörigen λ_1 -Werte.

In den angeführten Gesetzen ist ferner eingeschlossen, daß der an die zulässige ± 2 db-Lautstärkeschwankung gebundene $\Delta \lambda_1$ -Wert für alle Lautträger mit beliebigen λ_1 -Werten der gleiche ist, wenn sie alle die gleiche Laufgeschwindigkeit haben und die 2db-Lautstärkeschwankung bei ein und der gleichen Durchlaßfrequenz einhalten. Zur Veranschaulichung dieser Abhängigkeit sind in der Abb. 6a und b unterschiedliche Lautträger mit gleicher und verschiedener Laufgeschwindigkeit und Durchlaßfrequenz betrachtet. Aus ihrer Gegenüberstellung sind die weiteren Folgerungen erkennbar. Ändern sich für diese Lautträger die vorgenannten Bedingungen, so ändert sich für sie auch der $\Delta \lambda_1$ -Wert, und zwar bei der gleichen Durchlaßfrequenz und einer anderen Geschwindigkeit proportional der geänderten Geschwindigkeit — und bei der gleichen Geschwindigkeit und einer anderen Durchlaßfrequenz umgekehrt proportional der geänderten Durchlaßfrequenz.

Im Falle 1 sei $f_d = \text{konst}$, dann ist $v_1 = a v$,

im Falle 2 sei $v = \text{konst}$, dann ist $f_{d2} = b f_{d1}$.

Es ist $\Delta \lambda_1 = 0,232 \lambda_d$ (2 db), somit zu 1: $\Delta \lambda_1 = 0,232 \frac{a v}{f_d}$ zu 2: $\Delta \lambda_1 = 0,232 \frac{v}{b \cdot f_d}$.

Die 45°-Gerade der Kurven I in der Abb. 5 wandelt sich nach der Division der Beziehung $e^{-\lambda_1/\lambda}$ durch die Frequenz f zur Parallelen der Abszissenachse und stellt den

Dämpfungswert 1 dar. Unter ihr verlaufen die Kurven II als Ausdruck der Selbstentmagnetisierung der Lautträger. Durch die Abtragung der Wellenlängen λ auf der Abszisse ist wegen der Beziehung $\lambda = \frac{v}{f}$ die Veränderung der Dämpfungsanteile bei wechselnden Trägern für beliebige Laufgeschwindigkeiten v und Durchlaßfrequenzen f_d ablesbar. Zum Beispiel sei einmal festgelegt:

$$f_d = 10 \text{ kHz}, v = 76,2 \text{ cm/s}$$

Dann ist $\lambda_d = \frac{76,2 \cdot 10^4}{10 \cdot 10^3} = 76,2 \mu$. Ablesbar ist dafür die Bandflußdämpfung bei dem Träger mit λ_1 : 40, 80, 160 μ ; der Faktor des Spannungsabfalles: 0,58, 0,35, 0,115. Im Abstände $e^{-1} = 0,367$ schneidet die Parallele zur Abszisse alle Dämpfungskurven im jeweiligen λ_1 -Wert.

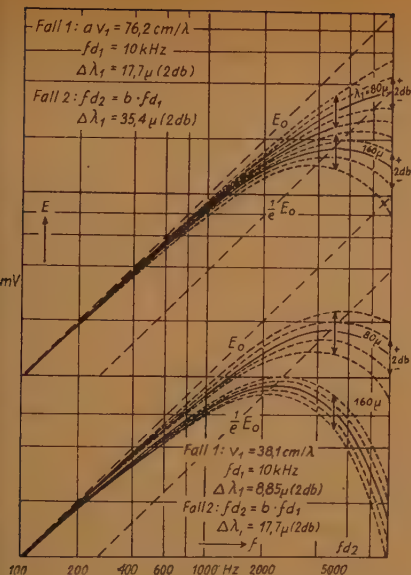


Abb. 6. Abhängigkeit des $\Delta \lambda_1$ -Wertes von der Laufgeschwindigkeit und der Durchlaßfrequenz

Umrechnungstafel sei nach den folgenden Angaben ein Lautträger ausgewählt.

Die Angaben vom Gerät sind: $\lambda_1 = 80 \mu$, $f_d = 12 \text{ kHz}$, $v = 38,1 \text{ cm/s}$. Als erstes wird $\Delta \lambda_1$ abgelesen. Für $f_d = 12 \text{ kHz}$ und $v = 38,1 \text{ cm/s}$ findet man $\Delta \lambda_1 = 7,4 \mu$.

Den Auswahlbereich ergibt $\lambda_1 \pm \Delta \lambda_1$ zwischen $87,4 \mu$ bis $72,6 \mu$.

Die Auswahl eines geeigneten Lautträgers, die man nun in der Normtabelle III zu treffen hat, richtet sich — wie erwähnt — noch nach den Einstellbereichen für i_{HF} und i_{mod} des Gerätes und dem aus der Grundgleichung gewonnenen Wert Ψ_1 . Diese seien folgende: $i_{\text{HF}} = 8 \dots 15 \text{ mA}$, $i_{\text{mod}} = 6 \dots 12 \text{ mA}$, $\Psi_1 = 0,04 \text{ Gauß}$. Verwendbar ist der Lautträger $80a - e \pm 0$. Diese Bezeichnung ergibt sich — wie man sieht — aus dem Index der einzelnen Felder, in denen man die Betriebswerte findet. Das Ergebnis dieser Auswahl bedeutet, daß alle Lautträger die Linearität des Frequenzganges in dem Gerät innerhalb der Grenzen von $\pm 2 \text{ db}$ Lautstärkeschwankung einhalten werden, die sich unter den Nennwert $80a - e \pm 0$ einreihen lassen.

Die nach den vorstehenden Betriebsangaben getroffene Auswahl des Lautträgers läßt die verfügbare Höhen- und Lautstärkeregelung der Magnettongeräte dem Betrieb noch uneingeschränkt zur Verfügung. Diese Regelmöglichkeit kann dazu benutzt werden, einen Lautträger mit benachbartem Nennwert heranzuziehen. Den zum Gerät zugehörigen Wert für $\lambda_1 = 80 \mu$ entspricht nach der Umrechnungstafel bei der Durchlaßfrequenz $f_d = 12 \text{ kHz}$ die Dämpfung $26,5 \text{ db}$. Der neue Lautträger darf aber eine um den verfügbaren Bereich höhere Dämpfung haben, z. B. hier $26,5 + 7 = 33,5 \text{ db}$. Auch diese Dämpfung würde von der Aufsprechüberhöhung und der Entzerrung des Wiedergabeverstärkers und der Betätigung der Regelung aufgehoben werden.

Zur Darstellung des Dämpfungsverlaufes der drei Lautträger in Dezibel ist die Gleichung $e^{-\lambda_1/\lambda} = f(\lambda)_{\lambda d}$ in die Gleichung $20 \log e^{-\lambda_1/\lambda} = f(\lambda)_{\lambda_1}$ umgewandelt. Dadurch treten die drei Geraden III als Abbild für den Dämpfungsverlauf in der doppellogarithmischen Teilung auf. Das hat den Vorteil, daß beim Wechsel der Lautträger jetzt die Änderung ihrer Dämpfungen unmittelbar einzeln abgelesen werden können. So geschieht es auch in der Umrechnungstafel (Abb. 4). Im Abstände von $8,66 \text{ db} = 20 \log e$ schneidet jetzt die Parallele zur Abszissenachse die drei Geraden im jeweiligen λ_1 -Wert.

Die angestellte Betrachtung hat gezeigt, daß sich die üblichen Kurven der Dämpfungsabläufe in Geraden darstellen lassen, die Ablesungen in Dezibel bieten. In allen drei Darstellungen findet man eine übereinstimmende Lage der λ_1 -Punkte.

Für die Handhabung der vorliegenden

Der Ψ_1 -Wert kann ebenfalls im Hinblick auf den Lautstärkereglер nur jeweils anders, und zwar in einer Richtung, um etwa 12 db schwächer gewählt werden, weil hier nicht die Möglichkeit der Abschwächung, sondern nur die der Verstärkung am Regler zu betrachten ist. Wenn der Regler am Gerät in Dezibel geeicht ist, gibt der Index $+12 \pm 0 - 12$ des Lautträgers die erforderliche Stellung auf der Reglerskala an, bei der die Lautstärke der Wiedergabe der Empfindlichkeit Ψ_1 des in Betrieb kommenden Trägers angepaßt sein würde.

In einem folgenden Beispiel werden die Dämpfungen zweier Lautträger ermittelt, die zur Auswahl vorliegen.

Lautträger I hat $\lambda_1 = 120 \mu$, II hat $\lambda_1 = 70 \mu$.

Gegeben ist:

1. $v = 38,1 \text{ cm/s}$, $f_d = 12 \text{ kHz}$, daher $\lambda_d = 31,6 \mu$,

2. $v = 19,05 \text{ cm/s}$, $f_d = 8 \text{ kHz}$, daher $\lambda_d = 24,3 \mu$.

Als Dämpfungswerte werden an den für λ_1 ausgezeichneten Geraden abgelesen:

1. bei $\lambda_d = 31,6 \mu$: I $24 + 11,3 = 35,3 \text{ db}$, II $24 - 2,7 = 21,3 \text{ db}$,

2. bei $\lambda_d = 24,3 \mu$: I $28 + 14,3 = 42,3 \text{ db}$, II $28 - 3,5 = 24,5 \text{ db}$.

Als gegeben soll gelten, daß das vorhandene Gerät bis zur Durchlaßfrequenz f_d eine Dämpfung von 28 db verarbeitet. Daraus ergibt sich die Nichtverwendbarkeit des Lautträgers I; auch dann ist er nicht verwendbar, wenn die noch verfügbare Höhenanhebung des Reglers von 6...7 db berücksichtigt würde.

10. Genauere Angaben, die Dämpfungsanteile zu messen

Das dargestellte Verfahren, die Brauchbarkeit der Lautträger für bestimmte Anforderungen des Betriebes nach ihrem λ_1 -Wert im voraus zu bestimmen, ist geeignet, allen Magnettongeräten, deren Ansprüche noch so hoch gestellt sein können, zu genügen. Worauf es bei den vorgeschriebenen Messungen ankommt, ist das — je nach dem angestrebten Zweck —, die einen der auftretenden Dämpfungen durch Konstanthalten zu eliminieren, die anderen einzeln oder in Gruppen durch Variationen einzelner Betriebsgrößen zu bestimmen. Für die ganze Folge der Messungen eines Lautträgers sind die gleichen Magnetköpfe beizubehalten, deren Brauchbarkeit mit der gebotenen Einschränkung festgestellt worden ist. Die Bauart der Magnetköpfe und die davon abhängigen unterschiedlichen Dämpfungen beeinflussen bei dem eingeschlagenen Verfahren die Feststellung von λ_1 nicht, weil die Schnittpunktlage von λ_1 auf der Parallele davon unwesentlich verändert wird. Als wesentliches Prüfmittel dient ein Lautträger mit den auf ihm verzeichneten Wellenlängen, dessen Laufgeschwindigkeit stufenweise geschaltet wird. Er wird mit den im Magnettonbetrieb herrschenden Strömen magnetisiert, um die Eisen-Kupferverluste den dort auftretenden anzugleichen.

10a. Eisen-Kupferverluste des Hörkopfes

Um die Eisen-Kupferverluste des Hörkopfes, soweit sie frequenzabhängig sind, allein zu messen, erhält der Lautträger die gleichbleibende Wellenlänge λ_0 einer tiefen Frequenz f_0 . Die Geschwindigkeit v_0 muß dazu konstant sein. Auf diese Weise lassen sich die frequenzabhängigen Hochfrequenzverluste vermeiden. Die Spaltfunktion am Hörkopf wird durch die gleichbleibende Wellenlänge λ_0 auf dem Lautträger entsprechend der Beziehungen

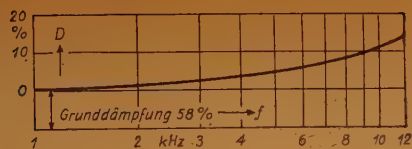


Abb. 7: Verlauf der Kupfer-Eisenverluste des Hörkopfes

ändernden Frequenz entsprechend in Erscheinung. Die gleichbleibenden übrigen Verluste des Verfahrens beeinflussen diesen Ablauf ebenfalls nicht. Eine Stufenfolge der Messungen ist in der Tabelle IV verzeichnet. Die Abb. 7 zeigt den Ablauf der Kupfer-Eisenverluste des Hörkopfes.

Tabelle IV: Verlauf der Kupfer-Eisenverluste des Hörkopfes

Sprechkopf		
f_0	v_0	λ_0
50 Hz	0,84 cm/s	168 μ
Hörkopf		
f Hz	v cm/s	D %
50 Hz	0,84	—
100 „	1,68	—
500 „	8,4	—
1 000 „	16,8	1
3 000 „	50,4	2
5 000 „	84	4
10 000 „	168	10
12 000 „	200	12

10b. Dämpfung der e-Funktion und der $\frac{\sin \alpha}{\alpha}$ -Funktion

Um diesen Dämpfungsablauf sichtbar zu machen, den die Entmagnetisierung im Lautträger und die Spaltfunktion des Hörkopfes bewirken, muß die für alle Stufen gemeinsame Frequenz f_0 , die beim Aufsprechen konstant gehalten wird, auch bei der Wiedergabe auftreten. Dann ändern sich die frequenzabhängigen Verluste nicht. Ferner müssen in dieser Weise die stufenweisen Messungen mit Änderungen der Geschwindigkeit v durchgeführt werden, um unterschiedliche Amplituden zu erhalten, die den Dämpfungseinfluß der beiden Funktionen wiedergeben. Beim Aufsprechen gilt also

$$f_0 = \frac{m v}{m \lambda} \text{ und bei der Wiedergabe } \frac{m v}{m \lambda} = f; m \text{ ist der Proportionalitätsfaktor. Die}$$

Wiedergabe der konstanten Frequenz f_0 verlangt während jeder Meßstufe die Einhaltung der für sie gewählten Geschwindigkeit. Da mit fallender Geschwindigkeit die

$$\frac{\sin \alpha}{\alpha} = \sin \frac{\pi s}{\lambda} : \frac{\pi s}{\lambda}$$

in der Messung eliminiert. Beim Ablauf dieses Lautträgers, der mit der Anfangsgeschwindigkeit v begonnen und stufenweise geändert wird, tritt der Dämpfungsablauf D des Hörkopfes mit der sich

aufgezeichneten Wellenlängen kürzer werden, steigt der Dämpfungseinfluß der beiden Funktionen [2]. Eine Stufenfolge der Messungen ist in der Tabelle V verzeichnet.

Tabelle V: Dämpfungsverlauf der Selbstentmagnetisierung und der Spaltfunktion

Stufe	Aufsprechen			Wiedergabe		D %
	f Hz	v cm/s	$\lambda \mu$	v cm/s	f Hz	
1	400	200	5000	200	400	1
2		100	2500	100		3
3		50	1250	50		7
4		10	250	10		35
5		5	125	5		55
6	400	2	50	2	400	90

10c. Eisen-Kupferverluste im Sprechkopf, Verluste durch Abweichung der Hochfrequenz und durch Formänderung des Sprechfeldes

Die mit dem Vorgang der Magnetisierung des Lautträgers verbundenen Verluste, die frequenzabhängig sind, werden gesondert von den nachfolgenden Verlusten gemessen, indem stufenweise Messungen mit proportionaler Änderung der Frequenz f und der Geschwindigkeit v so durchgeführt werden, daß der Lautträger die gleichbleibende

Wellenlänge λ_0 trägt. Beim Aufsprechen gilt also $\lambda_0 = \text{konst} = \frac{m v}{m f}$ in jeder Meßstufe.

Diese Wellenlänge ist zur Herabminderung der Dämpfung der $\frac{\sin \alpha}{\alpha}$ und e-Funktion

möglichst groß zu wählen. Sie hat eine feststehende Dämpfung der beiden Funktionen zur Folge. Die Wiedergabe verlangt eine gleichbleibende Frequenz f_0 , um die frequenzabhängigen Verluste im Hörkopf zu vermeiden. Deshalb muß in jeder Meßstufe eine gleichbleibende Geschwindigkeit eingehalten werden. Für die Wiedergabe gilt

$f_0 = \text{konst} = \frac{m v}{m \lambda}$. Die Tabelle VI enthält den Ablauf der Messung. Die Abb. 8 zeigt

den Ablauf der Verluste von Sprechkopf, Hochfrequenz und Sprechfeld.

10d. Eisen-Kupferverluste des Sprechkopfes

Um die Eisen-Kupferverluste für sich allein festzustellen, wird als Meßmittel nicht der Lautträger, sondern die Meßschleife, die aus einem feinen Draht besteht, verwendet. Sie ist den Abmessungen des Kopfspaltes angepaßt und ermöglicht über einen Verstärker in Verbindung mit einem Mikrovoltmeter die Dämpfung des Magnetflusses des Kopfspaltes in Abhängigkeit vom Magnetisierungsstrom und seiner Frequenz zu messen.

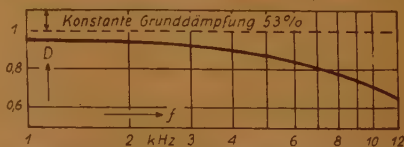


Abb. 8. Verluste von Sprechkopf, Hochfrequenz und Sprechfeld

Tabelle VI: Verluste von Sprechkopf, Hochfrequenz und Sprechfeld

Stufe	Aufsprechen			Wiedergabe	
	f Hz	v cm/s	$\lambda_0 \mu$	v cm/s	f Hz
1	50	0,84	168	0,84	50
2	100	1,68		1,68	100
3	500	8,4		8,4	500
4	1 000	16,8		16,8	1 000
5	3 000	50,4		50,4	3 000
6	5 000	84		84	5 000
7	10 000	168		168	10 000
8	12 000	200	168	200	12 000

10e. Verluste durch die Abweichungen der optimalen Hochfrequenz

Die Abweichung des Hochfrequenzstromes von seinem optimalen Wert für eine einzelne Frequenz, auf die sie als Mittelwert eingestellt worden ist, stellt die Abhängigkeit der Remanenz des Lautträgers von der Feldstärke der Vormagnetisierung dar. Um ihren Verlauf festzustellen, werden die Differentialkurven herangezogen, die sich durch die Bestimmung der optimalen Werte der Stromstärke i_{HF} der Hochfrequenz für die einzelnen Modulationsfrequenzen f ergeben. Um die wirksamste Vormagnetisierung zu erreichen, wird der Mittelwert zugunsten der hohen Frequenzen festgelegt.

10f. Ausschließung der Hochfrequenzverluste und Kontrollmessung der Verluste des Sprechkopfes und des Sprechfeldes

Die Messung 10e kann in der Weise wiederholt werden, daß für jede Modulationsfrequenz f die optimale Hochfrequenz i_{HF} eingestellt wird. Dann erscheinen nur die beiden Verluste, die der Sprechkopf und die Feldform verursachen. Zusammen mit dem Ergebnis 10d des Hochfrequenzverlustes aus den Differentialkurven bietet sich ein Vergleich mit den zuerst in Summe festgestellten Verlusten der Messung 10c des Sprechkopfes, der Hochfrequenz und der Feldform.

10g. Indirekte Angabe des Verlustes im Sprechfeld

Im ersten Teil dieser Veröffentlichung ist die Gesamtdämpfung der Betriebskurve in ihre einzelnen Anteile aufgelöst worden. Daraus hat sich ein Weg zur Beschränkung der Messungen der Dämpfungen ergeben, der zu dem Ergebnis einer indirekten Angabe des Verlustes im Sprechfeld führt.

Es genügt, die Verluste des Sprechkopfes, der Hochfrequenz und der Feldform zu messen (10c) und von ihnen die einzeln gemessenen Verluste des Sprechkopfes (10d) und der Hochfrequenz (10e) abzuziehen. Die verbleibende Differenz der Dämpfung entfällt auf die Veränderlichkeit des Sprechfeldes. Sollte auch durch die unvermeidbaren Meßfehler dieses Ergebnis nicht exakt sein, so wird doch der bisher nicht meßbare Verlust der Feldform in seinem Größenverhältnis erkannt.

11. Zusammenfassung

Die Normung der Lautträger zu dem Zweck, bei ihrer Benutzung den linearen Frequenzgang des Magnettongerätes und seinen wirkungsvollsten Betrieb im voraus zu sichern, wird auf eine neue Basis gestellt. Aus der Betriebskurve des Lautträgers und den physikalischen Grundgesetzen der elektrischen und magnetischen Induktion, die in den Magnetköpfen und auf dem Lautträger wirksam sind, wird ein grafisches Meßverfahren entwickelt, um die Naturkonstante λ_1 festzustellen, die jedem Lautträger innewohnt. Die dafür erforderlichen Einzelmessungen der Dämpfungsanteile führen zur erweiterten Grundgleichung des Magnettones. In eingehenden Betrachtungen werden die Ursachen der Dämpfungseinflüsse festgestellt, die von den einzelnen Quellen ausgehen.

Die Naturkonstante λ_1 , die engstens mit der Eigendämpfung des Lautträgers $\Phi_A = \Phi_{A0} \cdot e^{-\lambda_1/\lambda}$ verbunden ist, wird zur Grundlage einer Klassifizierung der Magnettonträger gewählt, die zur Vorausbestimmung eines Trägers für den Betrieb in einem bestimmten Magnettongerät dienen soll. Die entscheidende Überlegung bei der Lösung dieser Aufgabe nutzt die Unempfindlichkeit des menschlichen Ohres für Lautstärke-schwankungen aus, die bei der Wiedergabe ohne Nachteil ± 2 db betragen dürfen. Dazu kommt der weitere Umstand, daß diese Schwankung sich gleichartig auf den Ablauf jedes einzelnen Dämpfungsanteiles auswirkt, so daß es möglich ist, die Grenzen der zulässigen Veränderlichkeit von $\lambda_1 \pm \Delta \lambda_1$ festzustellen und damit eine zutreffende Auswahl des Lautträgers zu gewinnen, der für ein bestimmtes Magnettongerät geeignet ist, den festgelegten geradlinigen Frequenzgang aufrechtzuerhalten. Die Grenzen werden auf der konstruierten Entmagnetisierungskurve $e^{-\lambda_1/\lambda}$ gefunden. Es erweist sich dabei, daß der $\Delta \lambda_1$ -Wert für alle Träger mit der gleichen Laufgeschwindigkeit allein von der gewählten Grenz- oder Durchlaßfrequenz abhängig ist.

Für die Auswahl der Lautträger ist eine Normtabelle aufgestellt, die nach λ_1 -Werten gestuft ist. Diesen sind die Betriebswerte i_{HF} , i_{mod} und Ψ_1 in genormten Abstufungen beigeordnet, um bei der Auswahl den Einstellmöglichkeiten der verschiedenartigen Magnettongeräte genügen zu können. Die Lautträger werden mit den Nennwerten λ_1 , i_{HF} , i_{mod} , Ψ_1 unterschieden und ausgezeichnet.

Durch die Normtabelle und eine Umrechnungstafel, die zur grafischen Ablesung der Dämpfungswerte von Lautträgern dient, die für ein bestimmtes Magnettongerät gesucht werden oder gegen einen anderen Lautträger vertauscht werden sollen, wird eine bequeme Handhabung der erforderlichen Auswahl geboten. In eingehender Weise ist der Entwurf der Umrechnungstafel aus seinen gesetzmäßigen Zusammenhängen erklärt. In zwei Beispielen findet eine Unterweisung in der Benutzung der Umrechnungstafel statt.

Zum Abschluß sind eingehende Anweisungen zur Durchführung der Dämpfungsmessungen gegeben.

Literatur

- 1) H. Lübeck, Magnetische Schallaufzeichnungen mit Filmen und Ringköpfen. Akustische Zeitschrift 2 (1937), Heft 6.
- 2) Dr. W. Guckenburg, Die Wechselbeziehungen zwischen Magnettonband und Ringkopf bei der Wiedergabe. FUNK UND TON 4 (1950), Heft 1.

- [1] R. Becker, Theorie der Elektrizität, Band 2 (1944), S. 142, Verlag B. G. Teubner, Leipzig u. Berlin.
- [4] Dipl.-Ing. R. Oerding, Der Aufzeichnungsvorgang beim Magnettonverfahren. FUNK UND TON 5 (1951), Heft 5 u. 6.
- [5] Dipl.-Ing. B. Woelke, Über Magnetbandköpfe. Funkschau 23 (1951), Heft 22.
- [6] H. Vollmer, Einfluß der Vormagnetisierung auf die Aufzeichnungsqualität. Mitteilungen RTI (1951), Heft 8.
- [7] Dr. H. Seiberth, Die Entwicklung von Magnettonträgern auf Kunststoffbasis. FOTO-KINO-TECHNIK 3 (1949), Heft 2.
- [8] Gönndesen, Überblick über den Stand der Magnetontechnik im Rundfunkbetrieb. Technische Hausmitteilungen NWDR (1951), Heft 12.

PATENT-ANMELDUNGEN und -ERTEILUNGEN

Die Zahlen und Buchstaben bedeuten in der

ersten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Aktenzeichen; (bei Patent-Erteilungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Patentrollennummer, Aktenzeichen;

zweiten Zeile (bei Patentanmeldungen): links — Anmeldetag, rechts — Bekanntmachungstag; (bei Patent-Erteilungen): Datum des Beginns des Patents;

letzten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): Zahl in () = Anzahl der Text- und Zeichnungsseiten.

Die bei den Patent-Anmeldungen angeführten Namen sind die der Anmelder, nicht der Erfinder, sofern nicht beide identisch sind; bei den Patent-Erteilungen sind die Patentinhaber genannt

1. Patent-Anmeldungen

- | | | |
|---|--|---|
| 21a ¹ , 36. C 3930 | 21a ⁴ , 15. N 4461 | 21g, 13/19. S 6858 |
| 15. 3. 51 27. 3. 52 | 22. 9. 51 27. 3. 52 | 7. 10. 39 27. 3. 52 |
| (Frankr.: 24. 4. 50) | (Niederl.: 28. 9. 50) | Siemens & Halske AG; „Elektronenvervielfacher“ (4) |
| Comp. pour la Fabrication des Compteurs et Matériel d'Usines à Gaz; „Anordng. z. Impulstellig.“ (6) | NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Schaltungsanordng. z. Frequenzdemodulat. einer Oszillatorschwing.“ (6) | 21g, 13/19. S 17 140 |
| 21a ¹ , 18/07. E 2731 | 21a ⁴ , 29/01. T 4948 | 18. 8. 39 27. 3. 52 |
| 2. 10. 50 27. 3. 52 | 22. 9. 51 ¹ 27. 3. 52 | Te Ka De; „Sekundärelektronenvervielfacher m. einer Oxydglimkathode“ (3) |
| (Dänem.: 11. 8. 44) | Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Schaltg. z. Frequenzmodulat. u./od. z. Erzeugg. einer v. Frequenzänderg. einer Trägerwelle abhäng. Regelgröße“ (11) | 21g, 13/22. T 2616 |
| Electrical Fono-Films Co. Aktiengesellschaft; „Schaltg. f. Dynamikregelungsanlagen“ (11) | 21a ⁴ , 69. S 20 353 | 26. 7. 39 27. 3. 52 |
| 21a ⁴ , 9/02. S 20 331 | 2. 10. 50 27. 3. 52 | Tel funken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Schaltungsanordng. z. Konzentrierg. v. Kathodenstrahlen“ (4) |
| 2. 10. 50 27. 3. 52 | (USA: 31. 10. 41) | 21g, 29/20. T 2722 |
| The Sperry Corp.; „Laufzeitröhre m. einem außerhalb d. Kolbens angeordnet. Hohlraumresonator“ (6) | (USA: 29. 1. 47) | 9. 3. 42 27. 3. 52 |
| 21a ⁴ , 15. C 2917 | The Sperry Corp.; „Abstimm. Hohlraumresonator“ (20) | Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Photozelle m. durchsicht. lichtempfindlicher Schicht“ (4) |
| 30. 9. 50 27. 3. 52 | 21g, 13/17. R 1678 | 21g, 34. T 2642 |
| (Frankr.: 13. 12. 47) | 6. 5. 50 27. 3. 52 | 9. 2. 44 27. 3. 52 |
| Comp. Générale de Télégraphie Sans Fil; „Elektronenröhre m. steuerb. Reaktanz“ (30) | (USA: 18. 1. 41) | Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Differentialbrücken-Übertragungsschaltg.“ |
| | Radio Corp. of America; „Elektronen-Entladungseinrichtg. m. Schaltungsanordng. z. Betrieb m. Höchstfrequenzen“ (31) | |

- m. unsymm. Differential-
übertrager" (6)
- 21g, 34. T 2653
5. 1. 44 27. 3. 52
- Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH; „Kristall-
brückenschaltg. m. Differential-
übertrager" (5)
- 42s, —. N 148
9. 11. 49 27. 3. 52
- Dr. G. Nickel u. A. Manetstötter,
München; „Ultraschall-Impuls-
sender" (4)
- 42s, —. S 21 400
27. 12. 50 27. 3. 52
- Siemens-Schuckertwerke AG;
„Beschallungseinrichtg." (7)
- 21a², 16/03. K 6147
31. 8. 50 3. 4. 52
- Klangfilm GmbH; „Lautsprecher-
anordng. m. Hochton- u. Tief-
tonlautsprecher" (5)
- 21a², 36/13. S 6916
7. 1. 42 3. 4. 52
- Siemens & Halske AG; „Schal-
tungsanordng. z. getrennt ein-
stellb. Entzerrg. d. tiefen u.
hohen Bereiches eines Fre-
quenzbandes" (6)
- 21g, 13/17. B 12'861
5. 12. 50 3. 4. 52
- Blaupunkt-Werke GmbH; „Ent-
ladungsrohre, b. d. sich d.
Elektronenstrahl in einer fort-
schreitend. elektromagnet.
Welle bewegt" (6)
- 21g, 13/23. S 440
31. 10. 49 3. 4. 52
- Südd. Laboratorien GmbH;
„Elektronenstrahlgerät, insb.
Oszillograph od. Elektronen-
strahlschalter" (7)
- 21g, 38. E 2161
20. 9. 50 3. 4. 52
- (Großbrit.: 16. 12. 38 u. 18. 11. 39)
Electric & Musical Industries Ltd.;
„Schwingungserzeugg. z. Er-
zeugg. v. im wesentl. sägezahn-
förm. elektr. Schwingg." (13)
- 21a², 18/01. K 8167
24. 11. 50 3. 4. 52
- Klangfilm GmbH; „Gestell f.
elektroakust. Geräte, insb. Ver-
stärker" (4)
- 21a², 36/02. K 3998
26. 8. 44 3. 4. 52
- Dr.-Ing. W. Küsters, Karlsruhe,
u. Dr.-Ing. K. Schoeps, Karls-
ruhe-Durlach; „Lauthörgerät"
(7)
- 42s, —. S 7130
20. 9. 39 3. 4. 52
- Siemens & Halske AG; „Ein-
richtg. z. Aussendg. v. Ultra-
schall" (3)
- 74d, 6/04. A 2127
7. 2. 42 3. 4. 52
- Atlas-Werke AG;
„Vorrichtg. z. Impulsbetrieb v.
Elektromagneten, insb. v. Ma-
gnetostriktionsschwingern zur
Erzeugg. v. Schallimpulsen" (5)
- 74d, 6/12. A 2873
14. 3. 42 3. 4. 52
- Atlas-Werke AG; „Vorrichtg. z.
gerichtet. Empfangen v. Wellen-
energie aus zwei bevorzugt.
Richtg." (7)
- 21a², 33/40. St 2504
30. 9. 50 10. 4. 52
- (Großbrit.: 7. 12. 39)
International Standard Electric
Corp.; „Zeitgrundkreisverstär-
ker" (11)
- 21a², 36. B 11 780
2. 10. 50 10. 4. 52
- (Großbrit.: 15. 11. 48)
The British Thomson-Houston
Comp. Ltd.; „Schaltg. z. Er-
zeugg. period. elektr. Energie-
impulse" (13)
- 21a², 9/01. T 2334
29. 11. 39 10. 4. 52
- Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH; „Röhrenanord-
nung f. kurzwell. u. ultrakurz-
well. Schwingg., d. m. einer ge-
schwindigkeitsmodul. Elektro-
nenströmg. arbeitet" (8)
- 21a², 29/01. St 1330
11. 5. 42 10. 4. 52
- Studienges. f. Elektronengeräte
mbH; „Schaltungsanordng. z.
Amplitudenbegrenzg." (5)
- 21a², 46/03. T 2596
4. 4. 44 10. 4. 52
- Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH; „Oberwellen-
antenne" (6)
- 21a², 54. Sch 2757
1. 8. 42 10. 4. 52
- Dipl.-Ing. Dr.-Ing. K. Schoeps,
Karlsruhe-Durlach; „Für ste-
reophon. Wiedergabe geeignet.
Verf. z. drahtl. Nachrichten-
übermittlg." (30)
- 21g, 13/17. S 20 323
2. 10. 50 10. 4. 52
- (USA: 28. 6. 40)
The Sperry Corp.; „Röhre f. Ge-
schwindigkeitsmodulat." (17)
- 42g, 8/06. P 3674
17. 2. 36 10. 4. 52
- Philips Patent-Verwaltungs-
GmbH; „Wiedergabe v. Ton-
aufzeichnung." (4)
- 42g, 10/01. p 5916 D
1. 10. 48 10. 4. 52
- Michel-Werke; „Verwendg. v.
Wismut z. Verdrängg. magnet.
Kraftlinien im Streufeld v.
Magnettonköpfen" (3)
- 42g, 13/02. T 62
24. 10. 49 10. 4. 52
- Tef-Apparatebau; „Verf. z. Her-
stellen v. Schallbändern m.
mechan. abtastb. Schallschrift"
(3)
- 21a², 35/21. T 2183
9. 8. 39 17. 4. 52
- Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH; „Schaltungs-
anordng. z. Synchronisierg. v.
Kippschwingg." (10)
- 21a², 8/02. T 2541
13. 10. 42 17. 4. 52
- Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH; „Quarzstabil-

- siert. Schwingungserzeug. m. groß. Frequenzbereich" (9)
- 21a⁴, 46/01. T 2513
9. 4. 42 17. 4. 52
- Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Anordng. z. Bildg. einer kardioidenförm. Richtsende-od. Richtempfangscharakteristik" (10)
- 21a⁴, 46/06. B 4905
11. 7. 42 17. 4. 52
- J. Pintsch KG; „Einrichtg. z. Senden od./u. Empfang. v. ultrahochfrequent. Schwingg. d. Dezimeter- u. Zentimeterwellenlängengebieten" (11)
- 21a⁴, 69. P 1301
17. 5. 44 17. 4. 52
- „Patelhold" Patentverwertungs- & Elektro-Holding AG; „Abstimmungssystem f. sehr kurze Wellen" (6)
- 42g, 1/01. S 22 665
10. 4. 51 17. 4. 52
- Siemens & Halske AG; „Anordng. z. objekt. Messg. v. Lautstärken" (4)
- 42g, 1/01. S 22 666
10. 4. 51 17. 4. 52
- Siemens & Halske AG; „Anordng. z. objekt. Lautstärkemessg." (4)
- 42g, 8/08. K 5059
12. 10. 40 17. 4. 52
- Klangfilm GmbH; „Verf. u. Einrichtg. z. stereoakust. Aufnahme v. Tönen" (5)
- 42g, 8/08. K 5162
11. 6. 42 17. 4. 52
- Klangfilm GmbH; „Verf. z. Herstellg. eines stereophon. Tonfilms" (7)
- 42g, 8/08. P 5060
8. 2. 51 17. 4. 52
- Philips Patentverwaltungs-GmbH; „Anordng. z. Erzeugg. stereophon. Schaltvorgänge, d. period. bewegt. Schallquellen entsprechen" (4)
- 21a⁴, 46/02. T 2348
31. 10. 40 17. 4. 52
- Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Ultrakurzwellenanordng. m. Hohlspiegel" (4)
- 42s, —. R 2283
17. 6. 50 17. 4. 52
- „Rhewum" GmbH; „Gerät z. Erzeugg. v. Ultraschall im Bereich v. etwa 20 bis 60 kHz" (10)
- 21a¹, 36. p 42 690 D
13. 5. 49 24. 4. 52
- C. Lorenz AG; „Verf. z. Nachrichtenübermittlg. mittels Impulsmodulat." (11)
- 21a¹, 36. T 4499
27. 6. 51 24. 4. 52
- Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Schaltungsanordng. z. Umformen amplitudenmodul. kurzer Impulse in spannungsproportionale lange Impulse" (6)
- 21a¹, 16/01. K 5082
12. 8. 41 24. 4. 52
- Klangfilm GmbH; „Mikrophonanordng." (4)
- 21a¹, 18/05. L 9369
20. 6. 51 24. 4. 52
- R. Liers, Altbach/Neckar; „Gegenkopplungsschaltg. im Niederfrequenzteil v. Verstärkeranlagen" (5)
- 21a¹, 18/07. K 5017
30. 10. 43 24. 4. 52
- Klangfilm GmbH; „Sprechstrom-Übertragungsanlage m. Lautstärkefernregler" (5)
- 21a¹, 36/22. T 2695
25. 10. 44 24. 4. 52
- Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Anordng. z. Sprachübertragg. mittels modul. Impulse" (7)
- 21e, 11/12. C 3483
28. 11. 50 24. 4. 52
- (Frankr.: 14. 1. 50)
- Comp. pour la Fabrication des Compteurs et Matériel d'Usines à Gaz; „Anordng. z. Zeiteichg. einer z. Anzeige dienend. Kathodenstrahlröhre" (11)
- 42g, 8/05. K 7724
18. 10. 50 24. 4. 52
- Klangfilm GmbH; „Verf. u. Vorrichtg. z. Amplitudenregelg. einer Tonfrequenzspanng. u. einer dieser entsprechenden Steuerspanng., vorzugsw. b. d. Lichtstromaufzeichnung. m. Rein-tonsteuerg." (8)

2. Patent-Erteilungen

- 21a¹, 36. 838 145. N 3075
4. 11. 50
(Großbrit.: 7. 11. 49)
- NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Hochfrequenzimpulstransformator"
- 21a⁴, 14/01. 838 147. A 914
1. 3. 50
(Schweiz: 10. 3. 47)
- Autophon AG;
„Anordng. z. Phasenmodulat."
- 21g, 13/27. 837 735. p 9150 D
2. 10. 48
- Siemens & Halske AG; „Elektr. Mehrfachgenerator, insb. f. ein elektr. Musikgerät"
- 21g, 13/27. 837 736. p 9157 D
2. 10. 48
- Siemens & Halske AG; „Elektr. Mehrfachgenerator, insb. f. ein elektr. Musikgerät"
- 42s, —. 838 225. A 2409
27. 6. 50
- Atlas-Werke AG
„Vorrichtg. z. Schallbehandlg."
- 21a¹, 21. 838 766. G 3129
25. 7. 50
(Frankr.: 13. 11. 48)
- P. F. M. Gloess u. L. J. Libois, Paris; „Verf. u. Anordng. z. Umwandlg. v. Impulsen"

21a¹, 18/07. 838 905. T 2489
25. 12. 42

Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Schaltungs-

- anordng. m. gehörriht. Laut-
stärkereger"
- 21a⁴, 14/01. 838 913. A 1119
25. 3. 50
(Schweiz: 10. 3. 47 u. 1. 11. 49)
Autophon AG; „Anordng. z.
Phasenmodulat.“
- 21a⁴, 16/01. 838 775. L 1108
8. 2. 50
t. Lorenz AG; „Verf. z. Tastg.
eines vorzugsw. sehr schwach
gedämpft. Schwingungskreises“
- 21a⁴, 29/01. 838 332. T 3703
22. 12. 50
Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-
graphie mbH; „Schaltungs-
anordng. m. Frequenzgegen-
koppig.“
- 21a⁴, 46/02. 838 333. S 7
2. 10. 49
Siemens & Halske AG; „Linse f.
elektromagnet. Wellen“
- 42h, 17/02. 839 096. L 2248
6. 6. 50
Licentia Patent-Verwaltungs-
GmbH; „Filter f. Photozellen
u. andere lichtelektr. Organe“
- 21a⁴, 36. 839 812. p 20 326 D
2. 11. 48
(Niederl.: 1. 10. 45)
NV Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Schaltg. z. Umformg. d.
Kurvenform einer Wechsel-
spanng.“
- 21a⁴, 46/02. 838 777. W 4775
15. 12. 50
(USA: 23. 12. 49)
Western Electric Comp. Inc.;
„Achromat. Verbundlinse f.
Funk-Richtantennen-Systeme“
- 21g, 13/27. 838 028. S 17 483
11. 7. 50
Siemens & Halske AG; „Mehr-
fachgenerator, insb. 1. ein
elektr. Musikgerät“
- 21a⁴, 36. 839 948. p 7287 D
2. 10. 48
Dr.-Ing. E. Prokott, Braun-
schweig; „Verf. z. Herstellg. u.
Modulat. elektr. Impulse bzw.
period. Impulsfolgen“
- 21a⁴, 9/02. 839 950. C 4031
3. 4. 51
(Frankr.: 3. 4. 50)
Comp. Générale de Télégraphie
sans Fil; „Schwingmagnetron
m. einer Kathode u. einem m.
Hohlraumresonanzkreisen ver-
sehenen konzent. Anoden-
block“
- 21a⁴, 14/01. 839 814. A 931
1. 3. 50
(Schweiz: 3. 4. 47)
Autophon AG; „Anordng. z.
Phasenmodulat.“
- 21a⁴, 46/02. 838 776. S 2875
21. 4. 50
Siemens & Halske AG; „Linse f.
sehr kurze elektromagnet. Wel-
len“
- 21a⁴, 66/01. 839 951. C 2909
1. 10. 50
(Frankr.: 29. 1. 47)
Comp. Générale de Télégraphie
sans Fil; „Aperiod. Sperröhre“
- 42c, 42. 840 315. K 1379
15. 1. 50
Klangfilm GmbH; „Vorrichtg. z.
mechan. Aufzeichng. v.
- Schwingungsvorgängen, insb.
Tonschwingg.“
- 42g, 1/01. 840 453. p 38 398 D
1. 4. 49
Siemens & Halske AG; „Vor-
richtg. f. akust. Meßzwecke m.
Schalldruckerzeugg. in einer
Druckkammer“
- 42g, 1/10. 840 454. G 4689
30. 11. 50
(Dänemark: 27. 8. 46)
O. E. Grue, Sorgenfri, Lyngby
(Dänemark); „Schallabsorbie-
rende Anlage“
- 42g, 8/07. 840 455. p 28 539 D
31. 12. 48
Licentia Patent-Verwaltungs-
GmbH; „Anordng. z. Regeln d.
Aussteuerg. b. Herstellen v.
magnet. Tonaufzeichnung“
- 74d, 6/15. 840 071. B 3179
22. 4. 50
(USA: 2. 7. 47)
Bendix Aviation Corp.; „Echölot
gerät“
- 21a⁴, 6/02. 840 708. C 1615
19. 1. 44
(Frankr.: 16. 3. 43)
Comp. Française Thomson Hou-
ston; „Verf. u. Schaltungs-
anordng. z. Vervielfältigg.
d. Frequenz einer elektr. Span-
nung“
- 21a⁴, 14/01. 841 058. B 11 964
14. 10. 50
P. Barkow, Darmstadt; „Verf. z.
Symmetrierg. d. Frequenz-
hubes, insb. in Breitband-
schaltg. m. Frequenzmodulat.“

REFERATE

Von den mit einem * versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages von DMW 0,75 je Seite sowie des Einschreibepontos zur Verfügung gestellt werden.

Röhrenvoltmeter für 1 Mikrovolt Vollauschlag

Auf dem Gebiete der Nachrichten- und Tontechnik tritt bei allen mit Röhren bestückten Geräten die Aufgabe auf, Störgeräusche, insbesondere den Brummantell, zu messen. Eine aus mehreren handelsüblichen Meßgeräten zusammengestellte Meßeinrichtung ermöglicht es, durch eine gut durchdachte Abschirmung des besonders ausgebildeten Eingangsübertragers Brummspannungen von 60 Hz innerhalb des 1- μ -Volt-Bereiches zuverlässig zu messen¹⁾. Diese Einrichtung ist hinreichend unempfindlich gegen elektrostatische und elektromagnetische Einstrahlungen. Sie erlaubt ihre Benutzung unter Laborbedingungen und der üblichen Sorgfalt. Wichtig ist dabei, daß durch die Anordnung der Verbindungen zum Meßobjekt unerwünschte Einstrahlungen kleingehalten werden. Die Empfindlichkeit einer Meßeinrichtung ist entscheidend begrenzt durch den Rauschpegel über ihren Eingangswiderstand. Die Hauptaufgabe bei

¹⁾ Thomas, H. C., u. Hewlett, C. M.: One microvolt shows full scale, Electronics Nr. 25 (1952), H. 3, S. 136. 137.

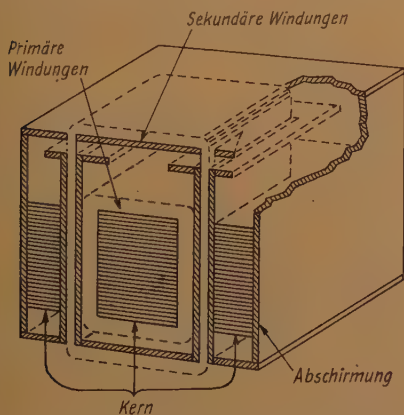


Abb. 1. Ansicht der elektrostatischen Abschirmung des hochübersetzten Eingangsübertragers im Schnitt. Der Übertrager paßt den 50- Ω -Eingangswiderstand auf den Gitterkreis des Röhrenverstärkers an

dem Entwurf der Meßeinrichtung bestand nun darin, das Eigenrauschen mit Rücksicht auf den geforderten Meßbereich von 1 μ Volt auf einen Wert unter 0,05 μ Volt herabzusetzen. Aus der bekannten Beziehung, daß das Eigenrauschen proportional ist der Wurzel aus dem äquivalenten Rauschwiderstand und der Bandbreite des Meßverstärkers, errechnet sich bei einem Eingangsscheinwiderstand von 50 Ω bei 60 Hz eine zulässige Bandbreite von 10 Hz. Diese Forderung kann hier also mit handelsüblichen Meßgeräten erreicht werden.

Es ist schwierig, fremd einstrahlende elektrische und magnetische Felder fernzuhalten. Wie groß das Störgeräusch sein kann, ersieht man daraus, daß z. B. ein elektromagnetisches Feld von 5 Gauß Maximalamplitude bei 60 Hz in einer Schleife von 1 Windung und 1 cm Durchmesser etwa 10 μ Volt erzeugt.

Der angestrebte Erfolg wird durch einen kleinen Eingangsübertrager erreicht, der in einer besonders wirksamen Weise abgeschirmt ist, wie sie in Abb. 1 zur Darstellung kommt. Es ist nämlich seine Abschirmung viel leichter zu erreichen als die des ganzen Verstärkers.

Der innere Schenkel des Mantelkernübertragers trägt die Primärwicklung und wird durch eine entsprechend geformte Haube aus Messing elektrostatisch abgeschirmt. Außen auf dieser Haube befindet sich die Sekundärwicklung so angeordnet,

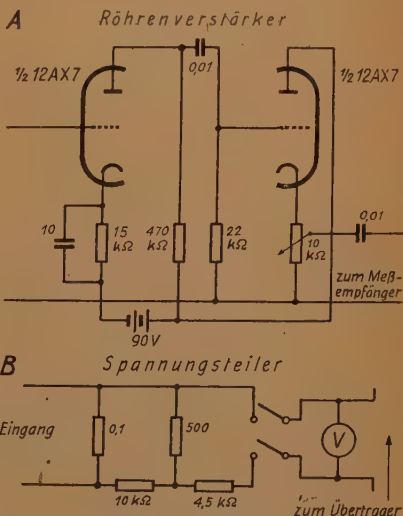


Abb. 2. Schaltung des Verstärkers (A) und Spannungsteilers für die Eichung (B)

daß beide Wicklungen kapazitiv völlig abgeschirmt sind, ohne jedoch irgendwelche Kurzschlußschleifen zu erzeugen. Eine weitere Haube schirmt die beiden äußeren Schenkel des Übertragerkernes ab. Eine vollendete Abschirmung gegen magnetische Felder wird durch zwei ineinandergeschachtelte Hauben aus Mü-Metall erreicht, die den Übertrager völlig einschließen.

Dieser Übertrager paßt den Eingangsscheinwiderstand von 50Ω bei 60 Hz auf das Gitter der ersten Verstärkerröhre an. Sein Übersetzungsverhältnis beträgt 1 : 150. Das Schaltbild des zweistufigen Verstärkers (Verstärkungsfaktor etwa 50) ist aus Abb. 2 zu ersehen. Der Verstärker ist einschließlich der Anodenbatterie gut abgeschirmt. Um das Röhrenrauschen klein zu halten, sind in beiden Stufen Trioden verwendet. Die erste Stufe dient als Spannungsverstärker. In der zweiten Stufe wird die Spannung über der Katode abgenommen, um eine niederohmige Anpassung an den nachfolgenden Meßverstärker zu erhalten.

Vom Meßobjekt wird der beschriebenen Meßeinrichtung die auf ihre Amplitude zu untersuchende 60-Hz-Spannung zugeleitet. Die Meßspannung enthält aber außerdem die Komponente der Rauschspannung des Eingangsscheinwiderstandes von 50Ω und des äquivalenten Röhrenwiderstandes der ersten Verstärkerstufe. Durch Verwendung eines engen auf 60 Hz abgestimmten Bandfilters im Meßverstärker konnte die Rauschspannung der Meßeinrichtung auf $0,03 \mu\text{Volt}$ begrenzt werden. Dieser Meßverstärker ist von der General Radio Company, USA, entwickelt.

Die Meßeinrichtung erfüllt also die Bedingung, die Brummspannung des Meßobjektes in dem angestrebten Bereich von 0,05 bis $1 \mu\text{ Volt}$ zuverlässig zu messen.

Zur Durchführung der Messung genügt eine Konstanz über kürzere Zeit. Deshalb ist durch eine Eichschaltung (s. Abb. 2, unten) über einen Spannungsteiler, der bei einer Eingangsspannung von $50 \mu\text{ Volt}$ eine Prüfspannung von $1 \mu\text{ Volt}$ liefert, die Möglichkeit gegeben, die Eichung nach Bedarf zu wiederholen.

Nach der Nyquistischen Rauschformel darf der Scheinwiderstand des Meßobjektes 50Ω nicht überschreiten. Infolge des hohen Übersetzungsverhältnisses des gut abgeschirmten Anpassungsübertragers können jedoch auch Meßobjekte mit wesentlich geringeren Eingangswiderständen untersucht werden. Eine gute galvanische Verbindung und Erdung aller Abschirmungen in einem Punkt ist wichtig. Die Meßunsicherheit der Ablesung betrug schätzungsweise $\pm 0,05 \mu\text{ V}$. Dr. Gb.

(Umfang der Originalarbeit 2 Seiten.)

Ein neues Gerät zur Impedanzmessung im UKW- und Dezimeterbereich

Ein von der amerikanischen „General Radio Company“ entwickeltes neuartiges Gerät zeichnet sich dadurch aus, daß es die Messung von Impedanzen innerhalb des großen Frequenzbereiches von 50 MHz bis zu 2000 MHz gestattet. Für den unteren Teil dieses Frequenzbereiches sind an und für sich noch Meßbrücken geeignet, da hier noch vorwiegend konzentrierte Impedanzen, Widerstände, Kondensatoren, Selbstinduktionen usw., zur Verfügung stehen. Bei den höheren Frequenzen handelt es sich dagegen hauptsächlich um verteilte Impedanzen, und die Messung wird vorzugsweise mit der Schlitzleitung vorgenommen. Das neue Meßgerät ersetzt sowohl die Brücke als auch die Schlitzleitung. Vor allem ist auch der Meßvorgang einfacher und schneller als mit der Schlitzleitung. Es ist ein Nullinstrument, das im abgeglichenen Zustand unmittelbar die reelle und die imaginäre Komponente des Leitwertes der gemessenen Impedanz anzeigt. Es kann aber auch zur Prüfung von Anpassungen und zur Messung der Welligkeit herangezogen werden und hat den Vorzug ungewöhnlicher Vielseitigkeit.

Die Arbeitsweise des Leitwertmessers (Admittanzmeters) ist an Hand der schematischen Abb. 1 leicht zu verstehen¹⁾. Die Hauptteile des Gerätes sind drei kurze Koaxialleitungen B, G und X, die an ihrem gemeinsamen Verbindungspunkt über einen weiteren Koaxialleiter mit der gewünschten Frequenz gespeist werden. In den Leitern B, G und X befindet sich je eine Koppelspule M_B , M_G und M_X , mit denen die in den Leitern fließenden Ströme gemessen werden. Die Koppelspulen sind in der ange deuteten Weise drehbar, so daß man einen beliebigen Koppelfaktor zwischen 0 und $+1$ bzw. -1 an jeder Spule einstellen kann. Die Leitung G ist mit einer Vergleichskonduktanz G_S (Wirkleitwert) abgeschlossen, einem ohmschen Widerstand, der gleich dem Wellenwiderstand der Leitung (50 Ohm) ist. Der Leiter B endet in einer Vergleichssuszeptanz B_S (Blindleitwert), die durch eine kurzgeschlossene Koaxialleitung gebildet wird. An die Leitung X schließlich wird die zu messende, unbekannte Impedanz mit der Admittanz Y_X (Scheinleitwert) angeschlossen. Die Ausgänge aller drei Koppelspulen sind parallelgeschaltet, und die Summe der in ihnen induzierten Spannungen wird nach Gleichrichtung und Verstärkung einem Meßinstrument, einem Nullinstrument, zugeführt.

¹⁾ R. A. Soderman: Impedance Measurements in the 50 to 2000 mc. Range, Radio-Electronic Engineering (Beilage zu Radio & Television News), Band 43, Nr. 1, Juli 1951, Seite 3.

Die eigentliche Messung wird nun so durchgeführt, daß nach Anschluß der unbekannten Impedanz Y_X an die Leitung X durch Drehung der drei Koppelspulen die Koeffizienten K_B , K_G und K_X so gewählt werden, daß die Summe der drei

$$G_X = - \frac{K_G}{K_X} \cdot G_S \quad (2)$$

$$B_X = - \frac{K_B}{K_X} \cdot B_S$$

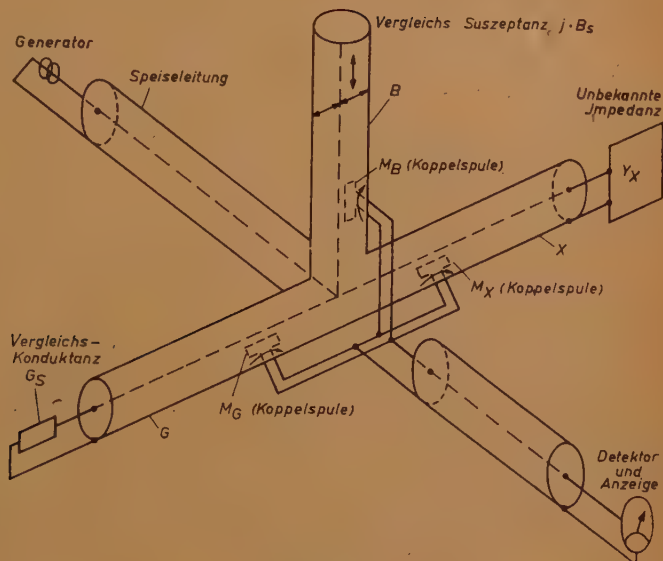


Abb. 1. Schematische Darstellung des Impedanzmeßgerätes (Admittanzmeter)

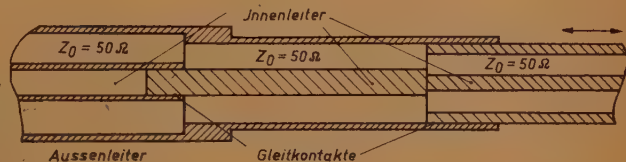


Abb. 2. Längsdurchschnitt durch eine Koaxialleitung mit veränderbarer Länge und konstantem Wellenwiderstand von 50 Ohm

induzierten Spannungen am Ausgang der parallelgeschalteten Koppelspulen Null ist, das Meßinstrument also den Wert Null anzeigt. Da alle drei Leitungen von derselben Spannungsquelle gespeist werden und somit die gleiche Eingangsspannung haben, sind die in den Leitungen fließenden Ströme der Eingangsadmittanz der betreffenden Leitung proportional. Die in den Koppelspulen induzierten Spannungen wiederum sind diesen Strömen und den entsprechenden Koeffizienten proportional, so daß man für den Abgleich des Meßgerätes auf den Wert Null die Beziehung

$$K_X \cdot (G_X + j \cdot B_X) + K_G \cdot G_S + j \cdot K_B \cdot B_S = 0 \quad (1)$$

erhält, wo $(G_X + j \cdot B_X) = Y_X$ ist. Durch Trennung der reellen und der imaginären Teile ergibt sich

Konduktanz und Suszeptanz der unbekannten Impedanz sind somit dem Koeffizienten, also dem Winkel der Koppelspule gegen die Achse der Leitung, der Koppelspulen in den Leitungen für die Vergleichskonduktanz G_S bzw. für die Vergleichsuszeptanz B_S proportional. Die Einstellskalen dieser beiden Koppelspulen lassen sich daher unmittelbar in Konduktanz- bzw. Suszeptanzwerten eichen. Damit die Suszeptanzskala für alle Frequenzen Gültigkeit hat, ist die Vergleichsuszeptanz justierbar und läßt sich für jede Frequenz auf den gleichen Wert bringen.

Aus den Gleichungen (2) geht ferner hervor, daß G_t und B_x dem Koeffizienten K_X der Spule in der Leitung X umgekehrt proportional sind. Die Einstellung dieser Koppelspule ergibt dadurch einen Multiplikationsfaktor für die beiden Größen und bestimmt den Meßbereich; die Einstellskala dieser

Koppelspule ist in Multiplikationsfaktoren geeicht, die von 1 bis unendlich gehen. Die Einstellhebel für die drei Koppelspulen bewegen sich entlang dem Umfang einer runden Scheibe, auf der die drei Skalen für die Konduktanz, die Suszeptanz und für den Multiplikationsfaktor angebracht sind.

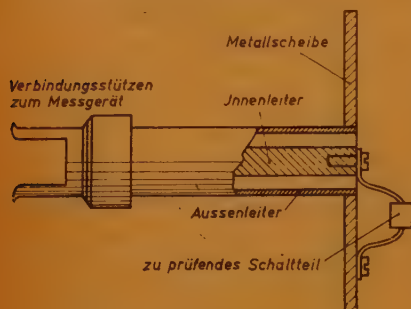


Abb. 3. Leitungsendstück für die Messung konzentrierter Impedanzen

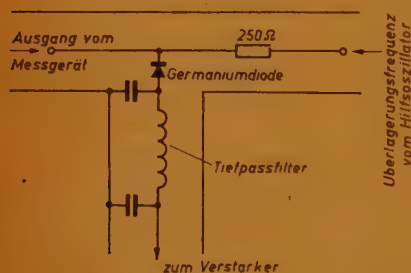


Abb. 4. Schema der Misch- und Gleichrichterstufe mit Kristalldiode

Die gemessenen Konduktanz- und Suszeptanzwerte beziehen sich selbstverständlich auf den Ohm der Koppelspule M_X . Praktisch ist es aber nicht möglich, die unbekannte Impedanz unmittelbar am Ort dieser Koppelspule anzuschließen, vielmehr wird zwischen Koppelspule und Impedanz immer eine endlich lange Leitung liegen, deren Einfluß durch Korrekturen berücksichtigt werden muß. Diese Korrektur wird überflüssig, wenn die Leitung zwischen Koppelspule und Impedanz ein ungeradzahliges Vielfaches einer Viertelwellenlänge lang ist und auf ihrer ganzen Länge einen konstanten Wellenwiderstand Z_0 hat; es ist dann die unbekannte Impedanz Z_X :

$$Z_X = Y_M \cdot Z_0^2 = Y_M \cdot \frac{1}{Y_0^2} \quad (3)$$

wo Y_M die mit dem Gerät gemessene Admittanz ist. Da die Koaxialleitung X des Meßgerätes einen

Wellenwiderstand von 50 Ohm hat, wurde eine in ihrer Länge veränderbare, ausziehbare Anschlußleitung konstruiert, die bei der Längenänderung stets ihren Wellenwiderstand von 50 Ohm beibehält. Wie das erreicht wurde, läßt die Abb. 2 erkennen. Diese Leitung wird an die Leitung X des Gerätes angeschlossen und kann für die Meßfrequenz auf eine Länge gebracht werden, die einem ungeradzahliges Vielfachen der Viertelwellenlänge entspricht.

Um die Messung von Schaltteilen mit konzentrierten Impedanzen, wie Widerständen, Kondensatoren usw., zu erleichtern, wurde für die Leitung zwischen Meßgerät und Impedanz ein besonderes Abschlußstück entworfen, bei dem der geerdete Außenleiter in einer Metallplatte endet (Abb. 3). Das Schaltteil kann zwischen Innenleiter und Endplatte befestigt werden; durch eine gutleitende Metallplatte kann das Abschlußstück kurzgeschlossen werden. Im kurzgeschlossenen Zustand wird die Länge der Leitung so lange verändert, bis das Instrument des Meßgerätes den Wert Null anzeigt; die Leitungslänge beträgt jetzt ein ungeradzahliges Vielfaches der Viertelwellenlänge. Jetzt wird die Kurzschlußplatte entfernt und durch das zu messende Schaltteil ersetzt.

Zur Messung der Welligkeit auf einer 50 Ohm-Koaxialleitung wird die Vergleichssuszeptanz B_S am Ende der Leitung B durch die Vergleichskonduktanz G_S ersetzt; die Konduktanzleitung G bleibt offen. Die Koppelspule M_X in der Leitung X zu der unbekannten Impedanz, hier der 50 Ohm-Leitung, wird auf Maximalkopplung, die Koppelspule MG

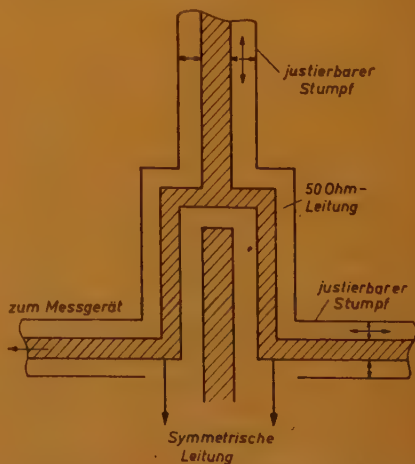


Abb. 5. Transformator („Balun“) zum Anschluß symmetrischer Leitungen

n der offenen Leitung G auf Kopplung Null eingestellt. Es wird nun die Summe der Spannungen in den drei Koppelpulen gemessen, und zwar einmal mit maximaler positiver Kopplung der Koppelpule MB in der Leitung B ($K_B = +1$) und einmal bei maximaler negativer Kopplung der Spule ($K_B = -1$). Bei der ersten Messung ist die Spannung gleich $K \cdot |Y_X + Y_O|$, bei der zweiten gleich $K \cdot |Y_X - Y_O|$. Der Quotient aus beiden Spannungen $|Y_X - Y_O| / |Y_X + Y_O|$ ist der Reflexionskoeffizient d , aus dem sich die Welligkeit nach der bekannten Formel

$$W = \frac{1+d}{1-d} \quad (4)$$

berechnen läßt.

Abb. 4 zeigt schematisch die Einrichtung des Gleichrichters für die Anzeige der Spannungssumme der drei Koppelpulen. Um die Nullanzeige möglichst empfindlich zu machen, müssen Strahlungsverluste und Streueinstrahlungen vom Generator sorgfältig durch Abschirmungen vermieden werden. Das gelang hier in sehr vollkommener Weise dadurch, daß man eine als Mischer dienende Kristalldiode so dicht wie möglich an die Koppelpulen heranbrachte und die von den Koppelpulen kommende Signalfrequenz mit einer von einem Hilfsoszillator stammenden Hochfrequenz überlagerte. Die so entstehende niedrige Mischfrequenz läßt sich nun ohne Schwierigkeiten und Verfälschungen verstärken und zur Anzeige bringen.

Abschließend sei noch in Abb. 5 ein Transformator („Balun“) zum Anschluß von symmetrischen Systemen und Leitungen, z.B. von Fernsehantennen usw., an das Meßgerät gezeigt. Der Transformator ist im wesentlichen eine Halbwellenlängenleitung, die mittels zweier verstellbarer Leitungsstümpfe für die Meßfrequenz justiert werden kann; er arbeitet für Frequenzen zwischen 50 MHz und 550 MHz zufriedenstellend. Wie der Transformator justiert und damit gemessen wird, kann hier übergangen werden.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 5 Seiten.)

Ein Zeitkonstantenmesser für Stimmgabeln und andere schwingungsfähige Gebilde hoher Güte

Es ist nicht schwierig, die Zeitkonstante von Schwingkreisen mit großer Dämpfung zu messen. Anders liegt die Aufgabe bei kleiner Zeitkonstante, wo infolge der schmalen Resonanzkurve die Halbwertbreite nur ungenau zu erfassen ist.

Ein Weg zur Lösung ist durch die folgende direkt anzeigende Schaltung*) gegeben. Sie wirkt da-

durch, daß durch Gleichrichtung und Differenzierung der Einhüllenden eines gedämpften Schwingungszuges, dessen Zeitkonstante ermittelt werden soll, ein Nullabgleich des differenzierten Signals mit einem Teil des ursprünglichen Signals erfolgt. Die Anzeigegenauigkeit beträgt bei einer Eingangsspannung des zu untersuchenden Schwingungsablaufes von 15 Volt etwa $\pm 5\%$.

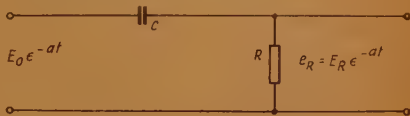


Abb. 1. RC-Differenzierungsschaltung

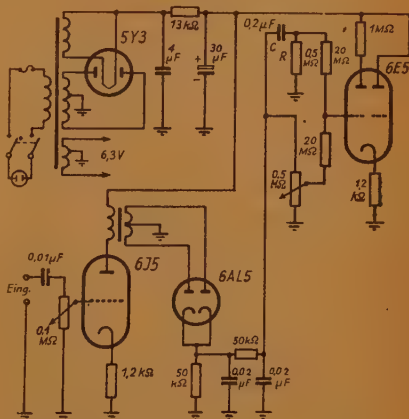


Abb. 2. Schaltschema des Zeitkonstantenmessers

Der Entwurf der Schaltung geht von der Beziehung aus, die für die Einhüllende des gedämpften Schwingungsablaufes gilt:

$$e = E_0 \cdot e^{-at} = E_0 e^{-t/T}$$

Dieser Ausdruck nimmt nach Differenzierung, die durch einen einfachen RC-Kreis (Abb. 1) ausgeführt werden kann, die Form an:

$$E_R = (1/CRa) E_R = E_0$$

oder

$$E_R = \frac{E_0}{1 - 1/CRa}$$

Für $a_{RC} = 1/CR = 1/T_{RC}$ wandelt sich der Ausdruck in

$$\frac{E_R}{E_0} \frac{1}{1 - a_{RC}/a} = \frac{1}{1 - T_{RC}}$$

Eine Vereinfachung dieser Beziehung wird dadurch vorgenommen, daß $a \ll a_{RC}$ (oder $T_{RC} \ll T$) ein-

*) The Journal of the Acoustical Society of America, 24 (1952), 1, Seite 40–41.

gehalten werden soll. Damit gilt für die Schaltung die endgültige Beziehung:

$$-ER/R_0 \approx \alpha/\alpha_{RC} = T_{RC}/T$$

Die nach diesen Beziehungen ausgeführte Schaltung zeigt die Abb. 2.

In der Schaltung sieht man hinter der Gleichrichtung, die die Einhüllende des aufgenommenen Schwingungszuges liefert, die zur Differenzierung bestimmte RC-Schaltung, die auf das Steuergitter des Magischen Auges arbeitet. Diese beiden Schaltkreise beliefert der Netzteil.

Die Bemessung des Differenzierungskreises ergibt sich aus den vorstehenden Gleichungen. Die sich dort abspielenden Vorgänge stehen in folgendem Zusammenhang mit der Zeitkonstante des gedämpften Schwingungszuges, die mit Hilfe der Schaltung angezeigt werden soll.

Der zu messende Schwingungszug entsteht durch Abschalten oder Anstoßen eines schwingungsfähigen Gebildes. Von dem verstärkten Schwingungszug wird durch die Gleichrichtung die Einhüllende zu einem Teil auf direktem Wege über einen Abgleichwiderstand, zum anderen Teil über den RC-Kreis geleitet und gelangt gegenphasig auf das Steuergitter des Magischen Auges. Auf dem Magischen Auge ist ein als Normal geltender Schattenwinkel markiert. Wenn die gegenphasigen Spannungsanteile der Einhüllenden in der Brücke sich gleichen, erscheint die Anzeige der zu messenden Zeitkonstante in Deckung mit dem Normal. Dieses Ergebnis hängt von dem Verhältnis des Abgleichwiderstandes zum Widerstand im Differenzierungskreis und der Meßbereich dieses Kreises von der Größe seines Kondensators ab. Die beste Meßgenauigkeit wird erreicht, wenn die Zeitkonstante des RC-Gliedes etwa $1/10$ bis $1/2$ der gesuchten Zeitkonstante beträgt. Durch einen Bereichschalter im Differenzierungskreis kann der Meßbereich erweitert werden.

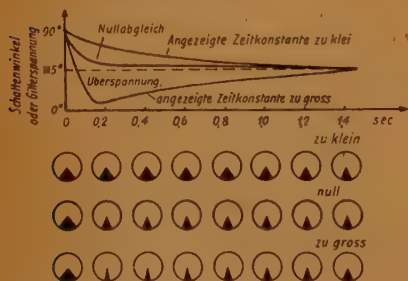


Abb. 3. Zeitablauf des Schattenwinkels des Magischen Auges für verschiedene Einstellungen des direkt anzeigenden Zeitkonstantenmessers

Der Abgleich der gegenläufigen Spannungen wird durch den Abgleichwiderstand erzielt, der mit einem Zeiger versehen auf einer geeichten Skala die gesuchte Zeitkonstante des zugeführten Schwingungszuges ergibt. Die Beobachtung der richtigen Einstellung des Spannungsverhältnisses auf dem Magischen Auge ergibt sich aus der Anzeigenfolge, die in den drei Reihen der Abb. 3 dargestellt ist. In dem darüberstehenden Diagramm ist der Verlauf der auf das Steuergitter gelangenden Differenzspannungen in drei Kurven dargestellt, die angeben, ob die Zeitkonstante zu klein, richtig oder zu groß ist. Die darunter befindlichen Schattenwinkel sind als eine zeitliche Aufeinanderfolge der Beobachtungen aufzufassen.

Eine Erweiterung der Verwendbarkeit der Schaltung für kurzzeitige Abklingvorgänge, wie sie beim Nachhall in Räumen auftreten, ist möglich, wenn die Anzeige auf einer Katodenstrahlröhre mit Nachleuchtschirm erfolgt. Dr. Gb.

(Umfang der Originalarbeit 2 Seiten.)

Ein mechanischer Stoßprüfer für Feinanzelgeräte und mit Elektronenröhren besetzte Geräte

Feinmeßgeräte und empfindliche Elektronenröhrenschaltungen werden bei stoßweisen Beanspruchungen, wie sie im Flugzeug und bei Raketen auftreten, Beschleunigungskräften ausgesetzt. Es ist daher wichtig, festzustellen, welchen Beanspruchungen sie gewachsen sind. Mit einem mechanischen Stoßprüfer wird in einer entsprechenden Gesamteinrichtung die nach einer Fallhöhe erreichte Beschleunigung oszillografisch aufgenommen. Sie wird durch einen zum Versuch in den Stoßprüfer eingebauten Statham-Beschleunigungsmesser angezeigt.

Die Auswertbarkeit des Oszillogrammes und seine mathematische Analyse beruht auf seiner Wiederholbarkeit, der Unabhängigkeit vom Prüfling und der guten Annäherung des Prüfstoßes an die Stöße, denen die Prüflinge im Gebrauch ausgesetzt sind.

Der hier beschriebene mechanische Stoßprüfer *) soll hohe Beschleunigungen, die auf einen Prüfling nach einem freien Fall einwirken, beim Aufstoßen in einer Rechteckkurve aufzeichnen. Er ist nach einem hydraulischen System für den Stoß bei zunehmender Beschleunigung gebaut. Die aufgezeichnete Kurve soll den Stoß zutreffend festlegen. Der

*) The Journal of the Acoustical Society of America, Band 24, Nr. 1, Januar 1952, Seite 26-28.
Abb. 1. Querschnitt des mechanischen Stoßprüfers
Abb. 2. 10-Millisekunden-Stoß aus 4 Fuß Fallhöhe

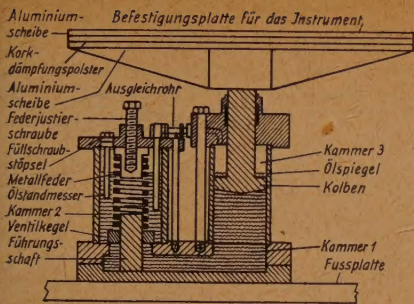


Abb. 1. Querschnitt durch den mechan. Stoßprüfer

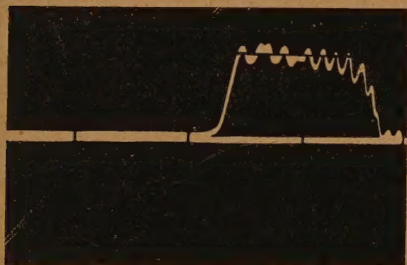


Abb. 2. 10-Millisekundenstoß aus 4 Fuß Fallhöhe

Aufbau des Stoßprüfers ist so durchgeführt, daß die Beschleunigungen, die den Prüfling angreifen, in Wirklichkeit zeitlich verlängert aufgezeichnet werden. Außerdem kann der Aufbau, in dem das Feinmeßgerät befestigt ist, einen übertragenden Impuls derart bis zu seinem Abklingen verlängern, daß der aufgezeichnete Höchstwert der Beschleunigung der beste Prüfstein für die Festigkeit des Aufbaues ist.

Der Prüfling wird auf dem Stoßprüfer befestigt und mit diesem zusammen in einem Gerüst hochgewunden und beim Versuch fallengelassen. Während des Falles findet durch seitliche Gleitschienen im Gerüst eine Führung bis zum Aufschlag auf einer widerstandsfähigen Grundplatte statt. Der mechanische Stoßprüfer ist in der Abb. 1 im Querschnitt dargestellt. Er setzt sich im wesentlichen aus den folgenden Teilen zusammen, die aufeinander einwirken. Die Tragplatte für den Prüfling ist durch eine Stange mit einem Kolben verbunden, der in dem Zylinderraum eines Metallgehäuses gleitet. Der Kolben ruht auf einem Ölspiegel. Ein zweiter Zylinderraum dieses Gehäuses, der durch einen Querkanal mit dem ersten Raum in Verbindung steht und durch ein federbelastetes

Druckventil gegen den Kanal und die Ölfüllung abgeschlossen ist, dient im Gebrauchsfalle, wenn nämlich der Stoßprüfer in Tätigkeit tritt und der Kolben sich beim Aufstoß in seinem Zylinder nach unten bewegt, als Druckausgleichsraum. Der Federdruck ist einstellbar. Das Gehäuse, in dem sich alle diese Teile befinden, hat eine stark ausgebildete Fußplatte.

Beim Aufprall des mechanischen Stoßprüfers mit dem auf ihm befestigten Prüfling öffnet sich nach dem Fall im Aufzuggerüst das Druckventil, so daß der Kolben mit der Tragplatte und dem Prüfling für einen Bruchteil einer Sekunde eine konstante Beschleunigung beibehält, bis seine kinetische Energie vom Öl aufgebraucht ist.

Der einfachen Überlegung zufolge soll die am Fallkörper angreifende Kraft sehr genau einer Rechteckkurve folgen, wenn keine Kraft auf ihn während des freien Falles, außer der Wirkung der Erdbeschleunigung, einwirkt. Daraus folgt, daß die Aktionskraft während der Beschleunigung, in Werten der Erdbeschleunigung g ausgedrückt, gleich ist:

$$N = 1 + K/(W + W_0) \approx K/(W + W_0)$$

für den Fall großer Beschleunigungen, wobei K eine von der Feder abhängige Konstante ist. W_0 ist das Gewicht der Tragplatte und des Kolbens, W das Gewicht der Prüflinge. Die Aktionskraft nach beendeter Beschleunigung entspricht dem Wert der ruhenden Erdbeschleunigung g .

N , in g -Werten ausgedrückt, ist unabhängig von der Fallhöhe, dagegen der Hub (h) des Kolbens während des Abbremsens von der Fallhöhe (H) abhängig, und zwar annähernd nach der Beziehung

$$h = H/N$$

Für die Impulsdauer besteht die Beziehung

$$t = (1/N) (2 H/g')^{1/2},$$

worin g' hier die negative Beschleunigung (Bremswert) bedeutet.

Der Abbremsweg h_0 muß der Bedingung genügen:

$$H_0 = N h_0$$

H_0 ist die zulässige Fallhöhe.

Einen kennzeichnenden Beschleunigungsablauf, bei dem ein Statham-Beschleunigungsmesser mitten auf der Tragplatte des mechanischen Stoßprüfers befestigt war, ist in der Abb. 2 zu sehen. Diese Kurve wird als ein befriedigender Kompromiß angesehen. Durch geeignetere Abmessungen der Tragplatte für kleinere Prüflinge würde ein steilerer Anstieg der Kurve und Vermeidung der Oberwellen erreichbar sein. Allgemein ist zur Erzielung einer befriedigenden Härteprüfung der steilere Anstieg wichtiger als der rasche Abfall der Kurve.

Grf.

BUCHBESPRECHUNG

Dr. Reinhard Kretzmann:

Industrielle Elektronik

VERLAG FÜR

RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH,

Berlin-Borsigwalde (Westsektor);

DIN A 4, 226 Seiten, Kunstdruckpapier,

in Leinen gebunden DM 12,50.

Die wachsende Bedeutung gewinnende industrielle Elektronik ist ein Teilgebiet der weit umfassenden Anwendung evakuierter oder gasgefüllter Entladungsröhren. Zu Verstärker-, Sende- und Gleichrichterröhren sind z. B. längst Spezialkonstruktionen, wie Stromtore, Senditronröhren, Ignitron- und Excitronröhren, Stabilsatorröhren, Fotozellen und Relaisröhren getreten. Es ist nicht zu erwarten, daß sie alle jedem HF-Techniker bekannt sind. Mit Recht widmet deshalb der Verfasser diesen Bauelementen im ersten Teil „Die Röhre und ihre Grundschaltungen“ seine besondere Aufmerksamkeit. Was aber gerade das Buch noch wertvoller macht, sind die Rezepte der Anwendung dieser Bauteile in erprobten Schaltungen der Praxis. Der Bogen ist recht weit gespannt: Elektronische Relais, Zähl- und Zeitgeberschaltungen, Gleichrichterschaltungen für industrielle Zwecke, elektronische Beleuchtungsregelung, Regeleinrichtungen für Drehzahlen und Temperaturen, Schweißzeitbegrenzung, Motorsteuerung, hochfrequente induktive Erhitzung von Metallen und hochfrequente kapazitive Erwärmung von dielektrischen Werkstoffen sind die Schlagworte, hinter denen vielfältige Anregungen für Techniker und Betriebsführer stecken. Wie weit eine notwendige Verfeinerung und Rationalisierung der Arbeitsgänge durch elektronische Steuer-, Regel-, Kontroll- und Zähleinrichtungen auch in der deutschen Fertigung schon festen Fuß gefaßt haben, bewelsen die letzten technischen Messen.

Der unkomplizierte Aufbau des Buches und die präzise Darstellung der Ablaufvorgänge sprechen den Techniker besonders an. Im Vordergrund aller Abschnitte des zweiten Teiles „Elektronische Geräte für industrielle Zwecke“ steht nicht das fertige elektronische Gerät, sondern stehen vor allem die gestellte Aufgabe, die grundsätzliche Lösung, die besondere Schaltung hierfür und ihre Wirkungsweise.

Druck und Ausstattung des Buches, das zusammenfassend erstmalig in der deutschen Literatur dieses Gebiet behandelt, sind gut.

Jä.

Dr. C.-H. Lüders:

Presse- und Rundfunkrecht

Verlag Franz Vahlen GmbH,
Berlin und Frankfurt/Main, 1952
326 Seiten, Tschl.,
Kart. DM 8,50, Gzl. DM 9,50

Eine Zusammenfassung aller z. Z. im Bundesgebiet gültigen presse- und rundfunkrechtlichen Bestimmungen fehlte sehr. Dr. Lüders hat sich dieser dankenswerten Aufgabe mit großem Geschick unterzogen. Kaum ein anderer wäre auch so geeignet, diese spröde Materie zu behandeln, da er ja als Regiergungsdirektor im Bundesministerium des Innern, Bonn, maßgeblich an dem Entwurf des Bundes-Pressegesetzes mitgewirkt hat. Dieser Wortlaut ist ebenfalls in dem Buch enthalten. Das Werk gliedert sich in drei Hauptabschnitte und einen Anhang. Die rundfunkrechtlichen Bestimmungen dürften den wenigsten bekannt sein, um so weniger, als die Vorschriften, Anordnungen bzw. die Grundlagen der einzelnen Rundfunkanstalten in allen drei Besatzungszonen verschieden sind. Über das Bundes-Presse- und Bundes-Rundfunkgesetz werden nicht nur in den gesetzgebenden Körperschaften lang anhaltende Debatten geführt werden, sondern auch sehr viele andere Kreise, wie z. B. die einschlägige Industrie, Rundfunk-Groß- und -Einzelhandel und last not least der Rundfunkhörer selbst sind an der Gestaltung dieser Vorschriften aufs lebhafteste interessiert. Die als sehr gelungen zu bezeichnende Übersicht und ein ausführliches Sachregister seien lobend erwähnt. Wer sich eine eingehende Kenntnis der bestehenden Vorschriften verschaffen will oder des öfteren gezwungen ist, sich aus beruflichen Gründen mit den einzelnen Vorschriften zu beschäftigen, dem wird der „Lüders“ bald unentbehrlich sein.

Meyer-Moerder:

Spiegelgalvanometer und Lichtzeigerinstrumente

Theorie, Anwendung, Konstruktion

Bd. 5 der Reihe

Technisch-physikalische Monographien
Verlag Akademische Verlagsgesellschaft
Geest & Portig K.-G., Leipzig, 1952
LIV, 483 S., 327 Abb., DM 44,—

In ausführlicher, übersichtlicher Form beschreiben die Verfasser alle Arten von Spiegelgalvanometern, Lichtzeigerinstrumenten und Elektrometern. Sie stützen sich bei der Ableitung von Gesetzmäßigkeiten bei der Ausführung solcher Instrumente auf die Auswertung einer großen Anzahl von Industrie-

mäßig hergestellten Instrumenten. Die Einteilung des Buches in einen allgemeinen Überblick über die Galvanometerarten und ihre Meßbereiche, Theorie, Anwendung, technische Ausführungen und Konstruktionsunterlagen ist glücklich gewählt. Wer die Schwierigkeiten kennt, die jede Feinmessung erfordert, wird dankbar die Hinweise auf die Verwendung des für einen speziellen Fall gerade geeigneten Instrumententyps begrüßen. Für den Fertigungsingenieur sind die eingehenden Konstruktionsunterlagen besonders wertvoll.

Im vorliegenden Band I ist bei den speziellen Fragen besonderer Nachdruck auf die Darstellung des Drehschulgalvanometers, des ballistischen Galvanometers und des Fluxmeters gelegt. Ein II. Band soll in ähnlicher, aber nicht so ausführlicher Form die übrigen Gleichstromgalvanometer, z. B. Oszillograf, Kardilograf, Saitengalvanometer und Drehmagnetgalvanometer behandeln.

Werner v. Braun:

Das Mars-Projekt

Studie einer interplanetarischen Expedition

Umschau-Verlag Frankfurt/Main

82 Seiten, 9 Abb., 33 Taf., DM 5,—.

Wohl kaum ein anderer wäre so geeignet, eine Studie über einen Weltraumflug zu schreiben, wie Professor v. Braun, der Konstrukteur der V 2-Rakete. In seiner kleinen Arbeit hat er das Mars-Projekt, das ja schon seit einer geraumen Zeit die besten Köpfe der Weltraumforscher beschäftigt, bis ins kleinste ausgearbeitet. Er löste jedoch nicht nur die rein technischen Probleme sondern auch die Lebensmittelversorgung und die Lebensvoraussetzungen überhaupt, die der Expeditionsteilnehmer benötigt. Die einzige Frage, die heute noch offen ist, ist die, eine Weltraumfahrt auszuhalten. Aber auch diese Probleme dürften nach den Kenntnissen der Medizin keine so großen Schwierigkeiten mit sich bringen, daß sie nicht gelöst werden können. Die Finanzierung des Projektes erfordert Mittel, wie sie für den ersten Augenblick als vielleicht überdimensional erscheinen. Unsere Leser wird besonders das Kapitel „Interplanetarischer Funkverkehr“ interessieren, in dem dargestellt wird, welche Antennen und welcher Leistungsaufwand für einen ununterbrochenen Funkverkehr zwischen der Mars-Expedition und der Erde erforderlich sind.

Dem Sonderheft der Zeitschrift „Weltraumfahrt“ kann man nur recht große Verbreitung wünschen.

FACHZEITSCHRIFTEN von hoher Qualität

FUNK UND TON

Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

FUNK-TECHNIK

Radio • Fernsehen • Elektronik

LICHTTECHNIK

Beleuchtung • Elektrogerät
Installation

PHOTO-TECHNIK UND -WIRTSCHAFT

Organ des Verbandes
der Deutschen Photographischen
Industrie e. V.

KINO-TECHNIK

Schmalfilmkino • Filmtechnik
Lichtspieltheater

KAUTSCHUK UND GUMMI

Zeitschrift für die Kautschuk- und
Asbestwirtschaft, Wissenschaft und
Technik

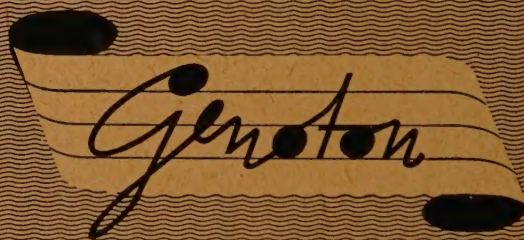
Probeheft kostenlos

VERLAG FÜR

RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH

HELIOS-VERLAG GMBH

Berlin-Borsigwalde (Westsektor)



*
Tonträger und
Hilfsmaterial für
magnetische Schallaufzeichnung



ANORGANA US-ADMIN. GENDORF/OBB.